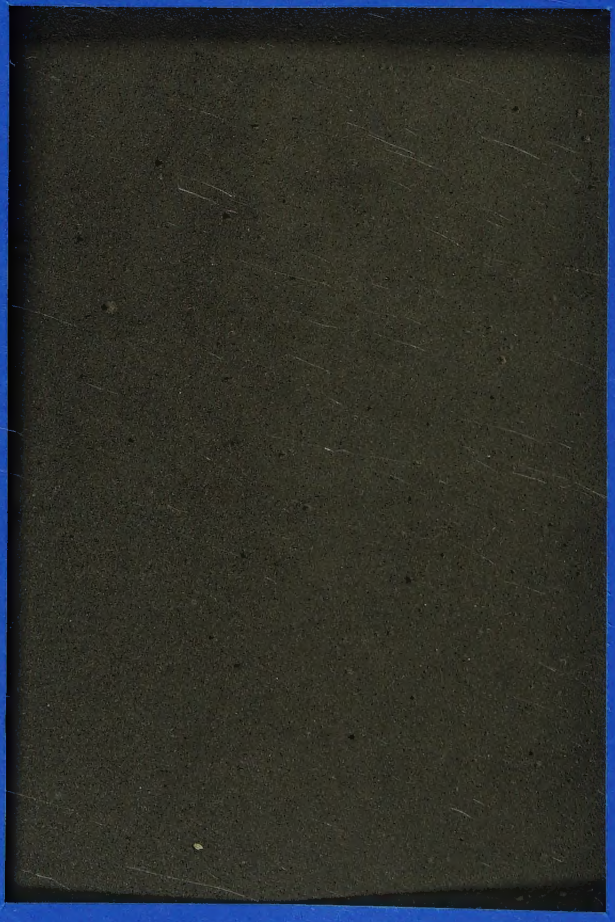
IPN

université paris — sud
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLEAIRE
B.P. N° 1 ~ 91406 - ORSAY ~ TEL. 941.51.10
laboratoire associé à l'IN2P3



1764

THESE

présentée

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

par

Daniel GARDES

Sujet : «Etude expérimentale des réactions de transfert quasi-élastiques induites sur le Bismuth par divers ions lourds. Importance des facteurs énergétiques et géométriques».

Soutenue le 13. 12. 1976

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548114_0003

ORSAY
Série A, n°
N° d'ordre :

THÈSE

PRESENTEE

AU CENTRE D'ORSAY

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Daniel GARDES

«Etude expérimentale des réactions de transfert quasi-élastiques induites sur le Bismuth par divers ions lourds. Importance des facteurs énergétiques et géométriques».

Soutenue le 13/12/1976 devant la Commission d'examen

MM. M. LEFORT Président.

R. BIMBOT
R. Da SILVEIRA
A. FLEURY
R. SCHAEFFER
J. TOUSSET
} Examinateurs.

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé à l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay.

Que Monsieur le Professeur M. Lefort qui m'a accueilli dans son laboratoire et m'a permis de m'initier au travail de recherche au sein d'un groupe particulièrement dynamique et amical, trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance.

Ce travail a été grandement facilité par la sympathique équipe qui lui a servi de cadre. Monsieur R. Bimbot qui a dirigé cette thèse avec sa passion coutumière et M.F. Rivet qui y a collaboré de façon efficace et avisée ont grandement contribué à l'élaboration de ces résultats.

Je remercie le Professeur J.M. Alexander avec qui nous avons débuté cette étude, pour l'aide et les conseils éclairés qu'il nous a dispensé au cours de ces travaux.

Je mentionnerai bien évidemment dans ces remerciements, les chercheurs de l'Institut de Physique Nucléaire de Bordeaux, M. le professeur A. Fleury ; F. Hubert et Y. LLabador pour leur participation active et amicale aux expériences et pour l'aide qu'ils m'ont apportés au cours de l'interprétation théorique des résultats.

Que Monsieur R. Da Silveira qui m'a permis de mener à bien une exploitation théorique nouvelle et judicieuse de nos données expérimentales en soit ici remercié.

Je remercie Messieurs R. Schaeffer et J. Tousset d'avoir bien voulu faire partie du jury de cette thèse.

Je terminerai en associant à ces remerciements tous ceux qui ont rendu possible la réalisation pratique de ce travail et sa présentation : les équipes de conduite des différentes machines et leur service électronique pour leur efficacité et leur compétence, le secrétariat de M. Paré et S. Bouby qui ont patiemment mis en forme ce manuscrit ainsi que tous ceux qui m'ont apporté leur soutien actif au cours de ces longues nuits d'irradiation.

TABLE DES MATIERES

Notations 6

Introduction 7

CHAPITRE I - Méthodes expérimentales 11

I. Techniques d'Irradiation 12

A. Les faisceaux d'ions lourds 12

1. Energie des faisceaux utilisés 13
2. Mesure des intensités 18
3. Contrôle de pollution du faisceau de Calcium 19

B. Les cibles 20

C. Les dispositifs de collection des noyaux de recul 21

II. Détection et traitement hors ligne 22

1. Détection des radioéléments formés 22

. Caractéristiques des isotopes étudiés 22
. Détection du rayonnement alpha 23
. Détection des émetteurs gamma 24
. Mesure des faibles activités-extraction chimique 25

2. Traitement des données 27

A. Sections efficaces absolues - fonction d'excitation 27

B. Mesure des parcours des noyaux de recul 30

. Parcours inférieurs à $1 mg/cm^2$ 30
. Parcours supérieurs à $1 mg/cm^2$ 31
. Calcul de la distribution des énergies de recul 31
. Distribution angulaire des parcours de recul 34

C. Distributions angulaires. 34

Passage des distributions dans le système C.M 35

CHAPITRE II - Présentation des résultats expérimentaux 37

1. Fonctions d'Excitation 37
2. Parcours projetés 45
3. Distributions angulaires 47

CHAPITRE III - Analyse des voies de production des isotopes étudiés 55

A. Voie de production des nucleides observés 56

1. Production du Polonium 210 56
2. Production des isotopes d'Astate et de Radon
Critères de choix 57

B. Réactions induites par le carbone 62

1. Production du ^{210}Po 62
2. Production de $^{209,210,211}At$ 65

1. Voies de production correspondant à $\theta(L)<10°$ 66
2. " " associées à $30°<\theta(L)<50°$ 66
3. " " " $\theta(L)$ voisin de 17° 66

Décomposition des distributions 71

C. Discussion des autres systèmes 71

. Système Azote+Bismuth 72
. Système Oxygène+Bismuth 73
. Système Fluor+Bismuth 73
. Système Argon+Bismuth 76
. Système Calcium+Bismuth 76
. Système Fer, Cuivre et Krypton+Bismuth 76
. Conclusion à cette étude 77

CHAPITRE IV : Analyse des résultats expérimentaux - Distances d'approche et fenêtre de moments angulaires 81

1. Interprétation semi-classique des caractéristiques de réaction de transfert entre ions lourds 81

- justification de l'approximation 81
- conséquences 82

2. Calcul classique des fonctions de déflexion, effet arc en ciel, influence sur les distributions angulaires 83

3. Interprétation des courbes de variation des parcours projetés avec l'énergie incidente 88

4. Analyse des distributions angulaires en termes de distance d'approche 89

a) étude selon une diffusion classique dans un champ coulombien 89
b) analyse des distributions à partir de la paramétrisation de Frahn et Venter 90

. Principe du calcul 90
. Résultats et commentaires 93

5. Analyse semi-classique des fonctions d'excitation 95

. Interprétation des fonctions d'excitation 95
. Influence du projectile sur les sections efficaces à haute énergie 99

CHAPITRE V : Calcul des probabilités de transfert de un et deux protons entre ions lourds à basse énergie 101

1. Seuils de réactions et courbes de potentiel - étude qualitative 101
2. Rappel sur les études théoriques du processus de transfert 104
3. Méthode de calcul des probabilités de transfert utilisée dans ce travail. 105
4. Analyse au seuil des fonctions d'excitation 115
5. Variation de la probabilité de transfert en fonction du moment angulaire de la voie d'entrée - Application aux distributions angulaires 120
6. Calcul de la chaleur de réaction optimale Q_{OPT} et applications. 124

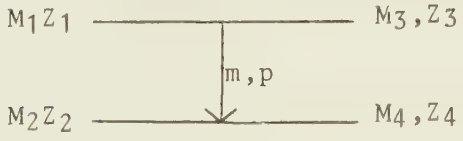
CONCLUSION 129

APPENDICE Tableaux des sections efficaces et des parcours projetés - parcours de recul à chaque angle 131

BIBLIOGRAPHIE 141

NOTATIONS QUI SERONT UTILISEES DANS CE MEMOIRE :

Système :



On considère le transfert de la masse m et de la charge p du projectile vers la cible, on notera :

	Voie d'entrée		voie de sortie	
Grandeurs	projectile	cible	résidu projectile	résidu cible
Masses atomiques	M_1	M_2	M_3	M_4
N° atomiques	Z_1	Z_2	Z_3	Z_4
énergies Labo.	E_1	0	E_3	E_4
C.M.			$\bar{E}_3$	$\bar{E}_4$
vitesses Labo.	V_1	0	V_3	V_4
C.M.			$\bar{V}_3$	$\bar{V}_4$
Masses réduites	$\mu_i = \frac{M_1 M_2}{M_1+M_2}$		$\mu_f = \frac{M_3 M_4}{M_3+M_4}$	

avec $\bar{E} = E_1 \times \frac{\mu_i}{M_1}$ et $\bar{V} = V_1 \times \frac{\mu_i}{M_1}$ énergie disponible (C.M) en voie d'entrée et vitesse (C.M) du mouvement relatif des deux ions.

Chaleur de réaction :

$$Q_{gg} = [(M_1+M_2) - (M_3+M_4)]\,c^2$$ calculée d'après (MYE 65)

Notation des transferts :

Ex : 2p - n

A gauche du tiret : nucléons transférés
(p = protons ; n = neutrons ...)
A droite du tiret : particules évaporées à l'issue de la thermalisation du processus

Lorsque le transfert ne s'accompagne d'aucune évaporation de particule, on écrit un γ : Ex : 2p-γ

INTRODUCTION

La physique des ions lourds, et plus particulièrement, l'étude macroscopique des interactions entre noyaux complexes, s'est considérablement développée ces dernières années avec l'apparition d'accélérateurs capables de fournir des faisceaux d'ions lourds de plus en plus diversifiés.

La classification que l'on avait coutume d'effectuer entre les réactions conduisant à la fusion complète (noyaux composés) et celles correspondant aux interactions de surface (transferts), s'est enrichie d'une nouvelle classe de phénomènes associés à des transferts de matière et d'énergie importants entre les noyaux interagissants (FLE74, LEF75, PET75). Tandis que ce nouveau champ d'investigation s'ouvrait à la recherche, on observait parallèlement un développement des études à la fois théoriques et expérimentales sur les réactions de transfert dites quasi-élastiques, c'est-à-dire des réactions au cours desquelles un petit nombre de nucléons sont échangés entre les partenaires de la réaction, et où l'énergie mise en jeu reste petite par rapport aux énergies cinétiques des ions incidents.

A l'issue d'une réaction de transfert, on retrouve dans la voie de sortie deux noyaux : un ion léger correspondant au projectile diffusé quasi-élastiquement et le résidu de la cible projeté par recul. Deux approches expérimentales sont donc possibles selon que l'on mesure l'un ou l'autre de ces noyaux résiduels. La technique de détection des éléments légers peut conduire à des informations très précises, notamment sur l'énergie du niveau vers lequel s'effectue le transfert, et a été très utilisée pour les études de structure nucléaire (LEM73, MAZ73, ROY73, FOR74)

Sa puissance diminue cependant lorsque les masses du projectile et de la cible augmentent, parce que les écarts d'énergie entre niveaux diminuent, alors même que la résolution expérimentale est moins bonne. La mesure du résidu lourd de la réaction utilise en général des techniques de recul associées à des mesures de radioactivité. Elle ne permet généralement pas de déterminer de façon précise le niveau d'énergie final, les isotopes observés pouvant être produits avec toute une gamme d'énergies d'excitation. Par contre, elle se prête particulièrement bien aux déterminations de sections efficaces absolues. De plus, la sommation effectuée sur un grand nombre de niveaux du noyau lourd résiduel permet de s'affranchir partiellement des problèmes de la structure de la voie de sortie, et d'étudier d'une façon plus globale les propriétés liées à la voie d'entrée. Cette méthode reste très efficace lorsque la masse du projectile augmente. Elle a été utilisée par de nombreux auteurs pour la détermination des mesures de sections efficaces et de parcours de recul projetés sur la direction du faisceau (ALE61, KUM63, STR67, CRO68, HAH74, HUB74).

Les mesures de distributions angulaires (CRO68,CRO64,MOR66,OGA70,PRE67) sont difficilement exploitables sans l'appoint de la mesure d'énergie à chaque angle nécessaire pour la transformation des données dans le système du centre de masse. Cependant, très peu de ces mesures d'énergie ont été réalisées jusqu'ici en raison des difficultés expérimentales relatives à la mesure en énergie des résidus cible de masse élevée (CRO68). De telles mesures s'avèrent intéressantes parce qu'elles permettent notamment, par la reconstitution de la cinématique de la réaction, de préciser la voie de production de l'isotope observé.

Ce travail est une étude systématique des réactions de transfert quasi-élastique induites dans une cible lourde (^{209}Bi). Les projectiles utilisés étaient des ions de Carbone, d'Azote, d'Oxygène, de Fluor, d'Argon, de Calcium, de Fer, de Cuivre, et de Krypton. Des irradiations de cibles de Thallium et d'Or ont également été effectuées afin de préciser certaines voies de réaction. L'identification des isotopes radioactifs produits a été réalisée par des mesures de radioactivité hors ligne. Le choix de la cible parmi les éléments lourds, a été conditionné par cette nécessité expérimentale. Le Bismuth nous permettait d'accèder à un ensemble d'isotopes radioactifs émetteurs alpha ou gamma de caractéristiques bien connues. Ces produits recueillis sur des collecteurs en aluminium étaient utilisés pour trois sortes de mesures : les sections efficaces de production et leur évolution avec l'énergie de l'ion incident (fonctions d'excitation), les distributions angulaires et les mesures d'énergie de recul à chaque angle. Ces dernières ont pu être réalisées pour les projectiles légers (masse inférieure à 20) malgré la faible valeur des parcours de recul, grâce au développement d'une technique originale dans laquelle la profondeur d'implantation du noyau émetteur alpha dans un collecteur est révélée par la perte d'énergie subie par la particule alpha avant sa sortie du collecteur. Pour les projectiles plus lourds, les techniques classiques d'empilements ont été utilisées.

La mesure de la radioactivité alpha des isotopes produits a de plus l'avantage d'augmenter considérablement la sensibilité de la détection, ce qui nous a permis d'étudier avec précision les seuils de réactions de transfert jusqu'à des valeurs de sections efficaces de l'ordre du microbarn. Enfin, l'utilisation de dispositifs de collection des noyaux de recul, permettant la mesure de l'ensemble de la distribution en angle et en énergie au cours d'une seule irradiation, permet avec peu de temps de machine de réunir un maximum de renseignements expérimentaux.

Ces techniques expérimentales seront présentées dans le chapitre I . Dans le second chapitre, nous donnerons les principaux résultats expérimentaux relatifs aux systèmes que nous avons étudiés. Puis dans le chapitre III,les informations cinématiques recueillies pour les projectiles de masse inférieure ou égale à 40, seront utilisées pour déterminer les voies de production des isotopes observés; la discussion sera étendue aux isotopes de masse plus élevée pour lesquels seules les fonctions d'excitation et les parcours projetés ont été mesurés. Dans le chapître IV, nous développerons une étude des distributions angulaires qui nous permettra d'accèder aux valeurs des distances d'approche et des fenêtres de moments angulaires les plus favorables au transfert. Les résultats obtenus seront alors utilisés pour interpréter deux types d'observations expérimentales : l'allure des fonctions d'excitation , et la variation du parcours projeté en fonction de l'énergie des ions incidents. Enfin, le chapitre V sera consacré à l'étude de

l'influence de l'énergétique de ces réactions sur le processus de transfert : les conséquences de la présence éventuelle d'un point de croisement entre les courbes d'énergie potentielle calculées pour le système avant et après transfert y seront discutées, d'abord qualitativement, puis quantitativement en utilisant une méthode de calcul des probabilités de transfert élaborée par R. da. Silveira et al.(CUG00) qui est appliquée ici pour la première fois, et comparée à nos résultats expérimentaux.

CHAPITRE I - METHODES EXPERIMENTALES

Ce travail a été effectué en utilisant des techniques de collection des produits de réaction par recul, associées à des mesures de radioactivité hors ligne. Le principe en est simple, nous mettons à profit l'énergie cinétique importante des noyaux lourds issus de la réaction pour les recueillir dans des collecteurs en aluminium. Ces noyaux radioactifs sont ensuite identifiés à partir de leurs rayonnements. La distribution angulaire est mesurée en plaçant les collecteurs à tous les angles. La distribution en énergie s'obtient en mesurant la profondeur de pénétration des noyaux dans un ou plusieurs collecteurs. Pour les mesures des parcours de recul importants (plus d'un mg/cm^2 d'aluminium) on utilise un empilement de collecteurs minces ; pour les faibles parcours de recul, lorsque le produit de réaction est un émetteur α, une technique a été développée dans laquelle un seul collecteur est utilisé, et la profondeur de pénétration est déduite de la perte d'énergie de la particule α émise par le noyau de recul.

L'utilisation de ces techniques d'activation pour l'étude des mécanismes de réaction par ions lourds présente les trois avantages suivants par rapport aux techniques de détection électronique par des compteurs en ligne.

. Elles permettent l'identification exacte du noyau résiduel, même lorsqu'il est très lourd.

. Leur grande sensibilité permet d'accéder à la mesure des sections efficaces très faibles.

. Les noyaux peuvent être détectés jusqu'à 0° dans le système du laboratoire.

1) L'identification de l'isotope produit se fait sans ambiguïté à partir de son rayonnement caractéristique. Les systèmes étudiés correspondent à des zones de la table des isotopes où les produits de réaction sont des émetteurs α ou γ dont le schéma de désintégration est bien connu. C'est ainsi, par exemple, que le transfert de deux charges sur une cible de Bismuth conduit aux isotopes 211, 210, 209, 208, 207 de l'Astate selon le nombre de neutrons transférés en même temps que les deux protons, et l'énergie d'excitation communiquée au noyau à l'issue de ce transfert. Ces isotopes sont tous mesurables et on peut espérer un ensemble complet de résultats. Il est néammoins important de remarquer que la sélection d'un noyau en fin de réaction n'est pas suffisante pour isoler une seule voie de réaction comme nous le verrons plus loin.

2) L'efficacité de la collection des noyaux atteint 100%, ce qui confère à la méthode une grande sensibilité. Mais l'activité peut être dispersée à la fois en surface et en profondeur dans les collecteurs. Ce fait a pour conséquence de détruire la résolution dans les mesures α. Il peut parfois y être remédié en procédant à une séparation chimique (par exemple extraction du polonium par dépot spontané sur argent) qui permet de concentrer l'activité à la surface de sources de faibles dimensions, pour lesquelles l'autoabsorption des particules α par la matière de la source est nulle.

3) L'utilisation de collecteurs placés jusqu'à 0° assure une mesure de l'ensemble des distributions angulaires. Lorsqu'un seul collecteur est placé derrière la cible, il permet de recueillir tous les noyaux de recul émis entre 0 et 90°, et d'accéder à la section efficace absolue sans correction ni extrapolation.

Les paragraphes suivants présentent les dispositifs expérimentaux relatifs aux deux stades nécessaires à l'acquisition de nos résultats : les techniques d'irradiation et les comptages hors ligne des isotopes radioactifs formés.

I - TECHNIQUE D'IRRADIATION

A. LES FAISCEAUX D'IONS LOURDS

Trois ensembles d'accélération appartenant à l'I.P.N. d'Orsay ont été utilisés au cours de ces expériences. Les faisceaux de Carbone, Azote et Oxygène ont été extraits du cyclotron à énergie variable pour ions lourds (C.E.V.I.L). Une série d'expériences a été réalisée à partir d'un faisceau de Fluor de l'accélérateur Van de Graff M.P. TANDEM. Enfin les ions Argon, Calcium, Fer, Cuivre et Krypton ont été accélérés par l'ensemble A.L.I.C.E. (Accélérateur Linéaire Injectant dans le Cyclotron à Energie Variable). Les principes de fonctionnement de ces accélérateurs ont été maintes fois décrits (LEF66, BAS63, CAB71). Les améliorations les plus récentes ont concerné la mise en place de nouvelles sources d'ions ayant permis la production de nouveaux types de faisceaux (source à four pour le calcium, à sputtering pour le fer et le cuivre, etc...).

Le tableau I renferme les caractéristiques principales des faisceaux que nous avons utilisés.

TABLEAU I

Ion accéléré	charge effective	Emin-Emax	Intensité moyenne	dispositif accélération
^{12}C	4^+	90	300nA	CEVIL
^{14}N	4^+ 5^+	100	100nA	CEVIL
^{16}O	5^+	105	300nA	CEVIL
^{19}F	8^{+*}	110	50nA	TANDEM
^{40}Ar	11^+ 12^+ 13^+	170 - 220 205 - 260 250 - 300	200nA 400nA 300nA	ALICE
^{40}Ca	11^+ 12^+ 13^+	170 - 220 205 - 260 250 - 300	130nA 150nA 200nA	ALICE
^{56}Fe	16^+ 17^+	240 - 320 275 - 370	20nA 30nA	ALICE
^{63}Cu	18^+ 19^+ 20^+	273 - 340 300 - 380 340 - 420	30nA 20nA 10nA	ALICE
^{84}Kr	23^+ 24^+	420 - 470 470 - 505	0.7nA 1nA	ALICE

La technique d'irradiation implique la connaissance précise de deux données expérimentales relatives aux faisceaux: L'énergie des ions et l'intensité du faisceau ainsi que son évolution au cours de l'irradiation.

1. Energie des faisceaux utilisés.

L'énergie du faisceau accéléré par le tandem est très bien connue. Si Zi est la charge effective de l'ion, elle s'exprime par : $E_{(MeV)} = (Zi+1)\,V_{(MV)}$; V étant la haute tension accélératrice. Cette énergie est mesurée avec une précision meilleure que 10^{-3} à l'aide d'un aimant soigneusement calibré.

En ce qui concerne l'ensemble CEV-ALICE, l'énergie du faisceau extrait pour un ion de masse A est déterminée par la fréquence accélératrice F et le rayon d'extraction R, selon la relation :

$$E_{(MeV)} = \frac{F^2(MHz).\ R^2(m).\ A(uma)}{4.84} \qquad (1)$$

R étant voisin de 0.835m.

La validité de cette formule a fait l'objet de nombreuses vérifications. Dans le cas de l'utilisation du cyclotron seul, nous avons testé son domaine d'application en faisant varier différents paramètres de la machine de façon aussi indépendante que possible. Le faisceau extrait était diffusé par une mince feuille d'or et son énergie était mesurée à l'aide d'un détecteur solide. Il ressort de cette étude (BIM71) que les paramètres les plus importants pour la détermination de l'énergie et sa reproductibilité sont, bien entendu, le rayon d'extraction et la haute fréquence (reliée à l'induction par la relation BGauss = 655.F.A./Zi), mais aussi le courant dans les bobines de correction. Une valeur limite du rayon d'extraction (0.835m) a été mise en évidence. Si on accroit le rayon d'extraction au-delà de cette limite, l'énergie des ions extraits n'augmente sensiblement plus. Il faut alors appliquer la relation (1) avec une valeur fixe de R(R=0.835) quel que soit le rayon d'extraction réel.

D'autre part, des mesures d'énergie du faisceau extrait de l'ensemble ALICE ont été effectuées au moyen d'un dispositif mis en place par M.P. Bourgarel , le principe de la mesure étant l'analyse par déviation magnétique du faisceau. Pour un ion (A, Zi) le rayon de courbure de sa trajectoire dans un champ d'induction B est un cercle de rayon $\rho = (2.A.E.)^{1/2}/Zi.B$ Pratiquement, la mesure de l'énergie E de l'ion (A,Zi) se ramène à la mesure du champ B nécessaire à l'obtention d'une trajectoire de courbure ρ prédéterminée.

Elle se décompose en trois temps :

. Détermination de la trajectoire du faisceau avant l'aimant en la fixant en deux points : la fente d'entrée de l'aimant, et un point en amont où le centrage est controlé par un fil de mesure mobile (beam scanner).

. Sélection de la trajectoire à l'intérieur de l'aimant au moyen des fentes d'entrée et de sortie.

. Optimisation de l'intensité transmise à travers la fente de sortie par ajustement du champ magnétique de l'aimant.

On mesure alors la valeur du courant circulant dans le bobinage de l'aimant. C'est cette valeur correspondant à l'optimisation qui permet de calculer l'induction de l'aimant puis l'énergie.

L'imprécision sur la mesure résulte principalement des fluctuations du faisceau en cours d'optimisation et de la détermination de l'intensité du courant dans l'aimant. En effet, cette mesure est effectuée par l'intermédiaire d'une résistance placée endérivation sur le bobinage de l'aimant et le rapport entre la valeur de cette résistance et celle des bobines dépend de la température de celles-ci. L'incertitude peut être estimée à ± 2%. Une sonde à résonance magnétique nucléaire actuellement en cours de montage doit permettre d'améliorer la mesure du champ magnétique.

Plus récemment, nous avons développé au laboratoire un dispositif de mesure d'énergie des ions lourds selon une méthode due à D.K. OLSEN et al. (OLS74) consistant à mesurer l'énergie des protons projetés à zéro degré par collision élastique du faisceau avec une cible de formvar. Le détecteur utilisé est une jonction Si(Li) de 3mm d'épaisseur.

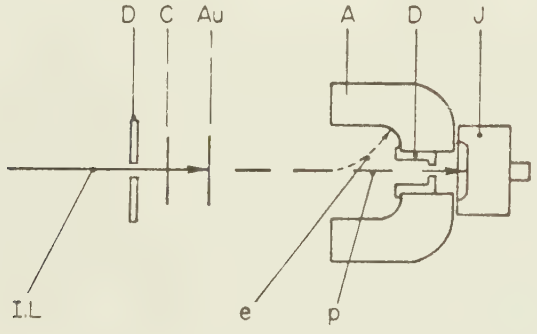


Fig. 1 : Dispositif de mesure de l'énergie des ions lourds. (Schéma de principe).
D - Diaphragme
C - Cible (formvar)
Au - Feuille d'or destinée à arrêter le faisceau d'ions lourds (I.L.)
A - Aimant destiné à dévier les électrons e provenant de la feuille d'or.
J - Détecteur à jonction mesurant l'énergie des protons projetés p.

Une feuille d'or située entre la cible et le détecteur arrête le faisceau et ne ralentit les protons que de quelques centaines de keV. Enfin, un aimant élimine les électrons projetés hors de la feuille d'or (voir figure 1).

Cette méthode de mesure s'applique à tous les faisceaux d'ions lourds d'énergie comprise entre 3 et 5MeV par nucléon.

La figure 2 présente un exemple de spectre en énergie de protons émis par recul à partir de l'impact d'ions fluor extraits de l'accélérateur TANDEM. L'énergie du faisceau TANDEM étant très bien déterminée, nous avons pu vérifier sur cette expérience la précision de la mesure. On peut distinguer sur ce spectre le pic de diffusion élastique ainsi que les contributions de la diffusion inélastique des protons sur les deux premiers niveaux d'excitation de 110 et 197keV du fluor 19. Les maxima des pics ont été évalués à partir de leur courbe d'intégration. La précision finale compte tenu des divers facteurs (traversée de la feuille d'or par les protons, résolution angulaire, étalonnage de la jonction) est de l'ordre de 0,5%. Pour une énergie nominale de 80,00MeV, la valeur résultant de notre mesure est égale à 79,5 ±0,4MeV

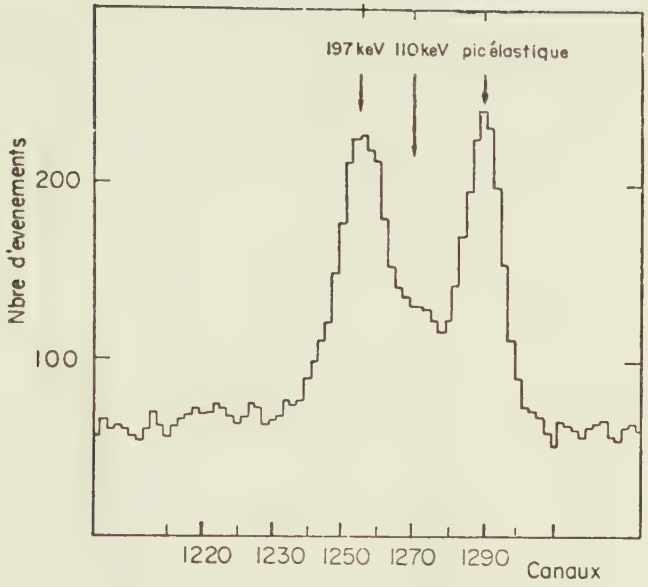


Fig. 2 : Spectre en énergie des protons émis par recul par l'impact d'un ion incident de Fluor sur une cible de Formvar. Les flèches correspondent aux énergies calculées pour la diffusion inélastique sur les premiers niveaux du ^{19}F.

Ce dispositif nous a servi de référence pour les autres mesures d'énergie. Dans le tableau II, nous avons regroupé l'ensemble des mesures d'énergie effectuées par la méthode de l'aimant (a) ou par celle des protons de recul (p). Nous avons également reporté les énergies calculées par la formule (1) et les fréquences affichées (MHZ).

La présentation de ces résultats sous la forme d'un graphique dans lequel l'énergie mesurée par l'une de ces deux techniques est reportée en fonction de l'énergie calculée, nous montre qu'ils se dispersent autour de la première bissectrice (Emes = Ecal) mais restent toujours dans la limite d'incertitude de ± 3% (voir fig.3). De ce diagramme, il semble se dégager une certaine systématique pour les ions très lourds (Fe et Cu). Les mesures d'énergies relatives aux ions fer sont généralement voisines des valeurs calculées, alors que pour les ions cuivre, nous observons des valeurs inférieures au calcul. Nous n'avons pas pu établir de corrélation directe entre ces écarts et l'un des paramètres de la machine.

Si nous reportons séparément (fig.4) les valeurs mesurées par la technique des protons de recul, cet effet dû à la nature de l'ion disparait ; par contre, il se dégage un écart systématique de l'ordre de 1,5% par rapport à la première bissectrice, les énergies mesurées étant inférieures aux énergies calculées.

TABLEAU II

Ion	Charge	Fréquence	Ecal(1) (MeV)	E Mesurée (MeV)	Ei (MeV)
^{16}O	5^+	5.52	70.2	69.7 (a)	68.9
	5^+	6	83.1	84.5 (a)	81.5
	5^+	6.245	89.9	91.5 (a)	88.3
	5^+	6.9	109.7	108.8 (a)	107.9
^{64}Zn	18^+	6.01	333	330.6 (a) 326.9±1 (p)	328.3
^{66}Zn	18^+	5.82	322.4	323 (a) 318.4±1 (p)	317.8
^{68}Zn	18^+	5.65	313	310.8 (a) 306±2 (p)	308.5
^{40}Ar	11^+	5.97	205.6	199.8 (a)	202.6
	12^+	6.02	207.8	208.8 (a)	204.7
	12^+	6.18	219	216 (a)	215.8
	12^+	6.18	219.4	214.8 (a)	216.2
	12^+	6.46	248	240.4 (a)	244.4
	13^+	5.56	177.5	177 (a)	174.8
	14^+	7.75	346.1	344.6 (a)	341.2
^{40}Ca	11^+	5.888	199.8	196±2 (p)	196.8
	11^+	6.035	209.9	204 (a)	206.8
	12^+	6.146	217.6	211.7 (a)	214.4
	12^+	6.18	220	215 (a)	216.7
	12^+	6.459	240	246 (a)	236.5
	12^+	6.46	240.5	240 (a)	237
	13^+	6.18	219	213.7 (a)	215.8
	13^+	6.694	298.7	298 (a)	294.4
	13^+	7.146	294	295 (a)	289.8
^{56}Fe	16^+	6.106	300	301.2 (a)	295.7
	16^+	6.139	304	305 (a)	299.6
	16^+	6.139	304	302.9 (a)	"
	16^+	6.2	309.3	315 (a)	304.9
	16^+	6.026	293	293.6 (a) 290.2 (p)	288.8
	16^+	6.325	322.7	325 (a)	318.1
	17^+	6.49	339	346 (a)	334.2
	19^+	7.25	424	428 (a)	418
	16^+	6.15	305.2	308 (a)	300.8
^{63}Cu	18^+	6.52	382.6	372 (a)	377.2
	18^+	5.96	323.1	310.5 (a)	318.5
	18^+	6.165	342.4	336.7 (a)	337.5
	18^+	6.22	351	336.7 (a)	346
	16^+	5.43	268	265.7(a) 265.7±1(p)	264.1
	16^+	5.424	267	268.3 (a)	263.1
	19^+	5.89	315	311.7 (a) 311.7 (p)±1	
	19^+	6.52	385	372 (a)	379.6
	20^+	7.04	449.2	446.5 (a)	442.9

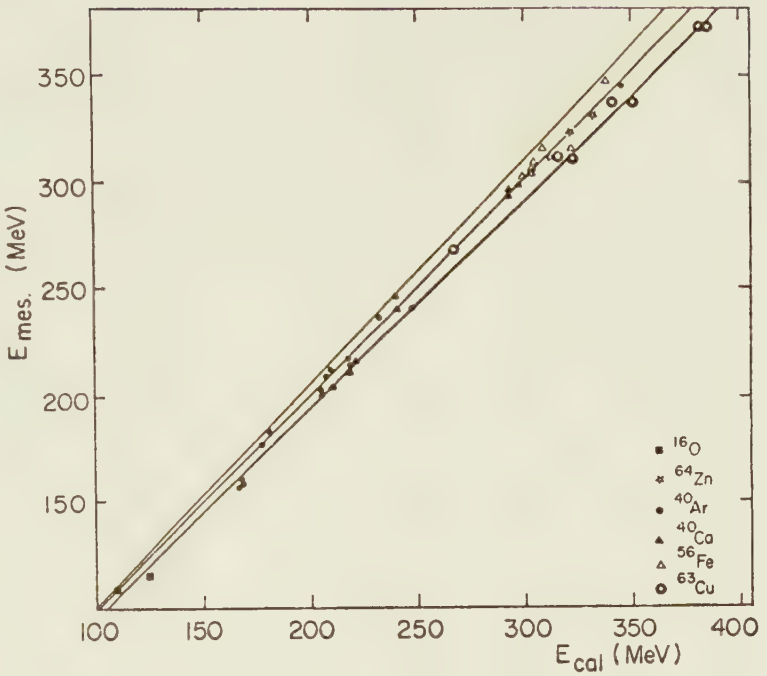


Fig. 3 : Energie mesurée en fonction de l'énergie calculée pour différents ions (Ar, Ca, Fe, Cu, Zn, O).

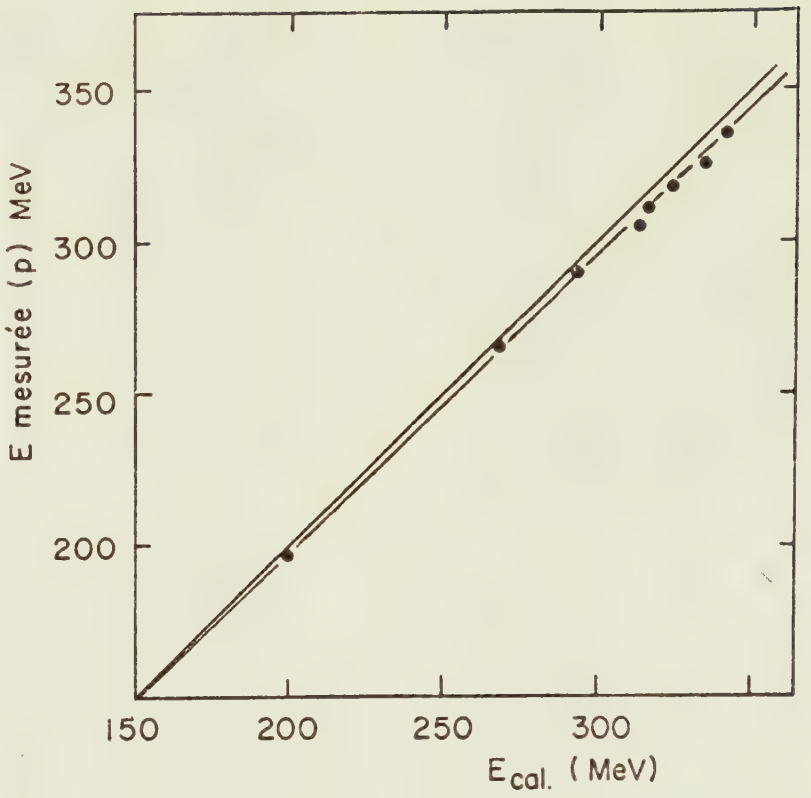


Fig. 4 : Energie mesurée par la technique des protons de recul (p) en fonction de l'énergie calculée selon (1).

Pour la présentation de nos résultats expérimentaux, nous avons donc décidé d'adopter comme énergie incidente du faisceau :

- La valeur résultant de la mesure par la technique des protons projetés chaque fois qu'une telle mesure a été réalisée. La précision sur cette énergie est alors de ± 0.5%.

- En l'absence de cette mesure, une valeur déduite de l'énergie calculée, tenant compte de l'écart systématique observé, c'est-à-dire qu'après résolution par moindres carrés de la dépendence Ep=f(Ecal) nous obtenons une droite d'équation Ei = 0,987Ecal-0,3 qui nous permet, connaissant l'énergie calculée à partir des paramètres de la machine, d'en déduire notre énergie initiale Ei. Ce sont ces valeurs de Ei qui sont reportées dans le tableau II. L'incertitude sur cette énergie incidente est de l'ordre de ±2%.

2. Mesure des Intensités.

La mesure absolue de l'intensité du faisceau s'effectue en collectant les charges positives apportées par les ions incidents, sur un bloc de graphite constituant le fond d'un cylindre de Faraday. Ce bloc est relié à un dispositif d'intégration du courant délivrant un signal chaque fois que la tension créée par l'accumulation des charges sur une capacité, égalise une tension de référence. Une calibration du système est réalisée avant chaque série d'irradiations au moyen d'un générateur de courant étalon.

La mesure absolue de l'intensité du faisceau nécessite quelques précautions supplémentaires :

1/ On doit tout d'abord s'assurer que la section du faisceau est suffisamment faible pour que l'intégralité de celui-ci soit recueillie sur le graphite. Cette vérification s'effectue à l'aide d'un cristal de quartz que l'on interpose dans le faisceau au niveau du fond du cylindre. La fluorescence du cristal due au ralentissement des ions incidents est suffisante pour permettre la visualisation du faisceau. La focalisation est réalisée au moyen de quadrupoles magnétiques et d'un aimant d'aiguillage, dont on peut ajuster les valeurs depuis le pupitre de commande de la machine, l'évolution de la tache du faisceau étant surveillée par l'intermédiaire d'un circuit de télévision.

2/ Les électrons éjectés sous l'impact des ions incidents avec le graphite ne doivent pas sortir du cylindre de collection. Cela est assuré, d'une part, par la profondeur de ce cylindre, d'autre part, grâce à un anneau de garde porté à une tension de -300Volts et placé en avant du cylindre. (Voir schéma de la figure 5).

3/ La charge effective des ions incidents doit être parfaitement connue.

Afin d'obtenir une bonne précision dans les mesures, nous avons, chaque fois que cela était possible, placé nos cibles et leurs collecteurs au fond du cylindre de Faraday, en contact direct avec le graphite (fig.5). L'incertitude sur le flux incident est alors inférieure à ±1%.

Dans les très rares cas où le faisceau devait traverser une certaine quantité de matière avant d'attendre le cylindre, nous avons tenu compte de la perte d'électrons subie par les ions à la traversée

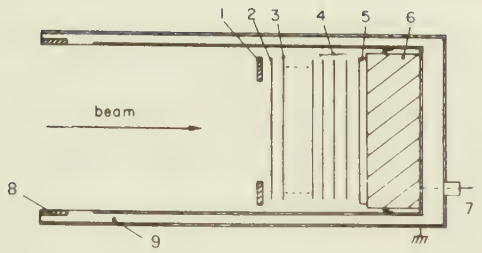


Fig. 5 : Schéma du dispositif utilisé pour la mesure des sections efficaces et des parcours projetés :

1. Anneau protecteur
2. Cible
3. Collecteur
4. Empilement
5. Feuille de protection
6. Bloc de cuivre
7. Sortie vers intégrateur
8. Anneau de garde (-300V)
9. Cylindre de Faraday

de cette épaisseur de matière, conformément à la réf. (NOR60). En général, les épaisseurs étaient telles que les ions étaient totalement ionisés (épluchés). D'autre part, la distance entre le cylindre de Faraday et cette cible intermédiaire était suffisante pour que les électrons arrachés à cette cible ne pénètrent pas dans le cylindre. L'incertitude adoptée sur les mesures de flux ainsi effectuées est de ±5 à 10%. De plus, certains de ces résultats ont été contrôlés par des expériences réalisées dans les conditions standard (cible au fond du cylindre de Faraday).

L'évolution de l'intensité du faisceau au cours du temps, pendant les irradiations a été suivie par des techniques diverses.

. Enregistrement graphique de la courbe I=f(t)
. Inscription manuelle des indications d'une échelle de comptage pour des intervalles de temps réguliers.
. Mémorisation en mode multiéchelle sur un bloc mémoire BM96 des nombres d'impulsions délivrées par l'intégrateur pendant des tranches de temps Δt, la durée de chacune des tranches d'accumulation étant programmée à l'avance sur une horloge couplée à l'analyseur.

Enfin, nous contrôlions que l'ensemble du faisceau ayant pénétré dans un cylindre de Faraday avait bien atteint notre cible en plaçant en avant de celle-ci un anneau protecteur (fig.5) en aluminium dont on mesurait l'activité γ à l'issue de l'irradiation. La comparaison de cette activité avec celle d'une feuille d'aluminium épaisse irradiée dans les mêmes conditions permettait de déterminer la proportion du faisceau ayant atteint la cible (rapport activité sur flux). la comparaison se faisait par exemple sur la raie γ de 284keV (11%) du cuivre 61 (période 3,44h). Cette proportion était généralement inférieure au pour cent et n'excédait jamais 20%.

3. Cas particulier des faisceaux de CALCIUM. Mesure de la pollution par des ions d'ARGON.

Le rapport Z_i/A des ions ^{40}Ar et ^{40}Ca de même charge effective étant identique, ces deux ions peuvent être accélérés ensemble. La présence d'un faisceau parasite d'Argon dans le faisceau de Calcium même en faible quantité, est particulièrement gênante lorsque nous étudions les seuils des réactions induites par le Calcium. En effet, dans cette zone d'énergie, les rapports des sections efficaces de production par l'Argon et le Calcium sont de l'ordre de 10. La pré-

sence d'un faible pourcentage d'Argon aura donc des répercussions importantes au niveau des sections efficaces observées.

Un tel effet ayant été remarqué, nous avons mis au point une méthode sélective de détection de l'Argon dans les faisceaux de calcium.

Pour cela, il suffit d'irradier pendant quelques minutes une feuille d'aluminium épaisse. On mesure ensuite hors ligne par spectrométrie γ l'isotope 41 de l'Argon (1.2936MeV 99.2% T = 1.83h) (ERD73) dont la section efficace de production est très importante avec un projectile Argon et négligeable pour le projectile Calcium. La sensibilité de la mesure permet de déceler le faisceau parasite dès que son intensité relative dépasse 1%.

De tels contrôles ont été effectués systématiquement à chaque changement de la source de Calcium.

B. LES CIBLES.

Les cibles monoisotopiques d'Or 197 et de Bismuth 209 ont été préparées à partir du métal pur 99.999% commercialisé par Serlabo (Bi) et le Comptoir Lyon Allemand Louyor et Cie (Au) ; les cibles de Thallium ont été fabriquées à partir du métal naturel qui se compose de Thallium 205(70%) et de Thallium 203.

Dans tous les cas, le métal était déposé dans un creuset de tungstène (ou enroulé autour d'un filament de tungstène pour l'Or) et était chauffé, sous vide, par effet Joule jusqu'à sa température de vaporisation.Les molécules évaporées étaient recueillies sur des collecteurs d'aluminium refroidis. La régularité des dépots était contrôlée par un quartz moniteur disposé selon une géométrie voisine de celle des collecteurs, et dont la fréquence de vibration augmente progressivement en fonction de l'épaisseur de matière qui le recouvre. Un étalonnage préalable permet de programmer le dépot et d'en suivre l'évolution à partir des valeurs de fréquence affichées. La vitesse de dépot était de l'ordre de 0.1µg/cm^2/s.

L'épaisseur des cibles était ensuite calculée par un couple de mesures poids-surface, leur homogénéité controlée par pesée ou par ralentissement de particules alpha monoénergétiques. L'incertitude sur l'épaisseur, dûe principalement aux inhomogénéités, était de l'ordre de ±5% pour les cibles 30x30mm^2 utilisées le plus couramment.

Les cibles minces (50-200µg/cm^2) étaient réservées aux distributions angulaires. En raison de la faible épaisseur de matière traversée, la dispersion angulaire des noyaux de recul était minimisée.

Les cibles de 200 à 400µg/cm^2 ont été utilisées pour les mesures de section efficace nécessitant une bonne résolution en énergie et un taux de comptage raisonnable (seuil des fonctions d'excitation).

Enfin, des cibles plus épaisses de l'ordre du mg/cm^2 ont été irradiées chaque fois que la résolution en énergie n'était plus aussi critique (plateau des fonctions d'excitation).

Les feuilles d'aluminium fournies par Goodfellow Metals LTD et Caplain St André (pureté 99.7 et 99.9) utilisées comme supports de cible, comme ralentisseurs et comme feuilles de collection, se sont révélées suffisamment homogènes pour que cette source d'incertitude soit négligée notamment dans le calcul des pertes d'énergie.

C. LES DISPOSITIFS DE COLLECTION DES NOYAUX DE RECUL.

En raison de la masse élevée des ions projectiles, la quantité de mouvement communiquée aux noyaux cibles au cours de l'interaction est suffisante pour les éjecter hors de leur site. Ces noyaux viennent alors s'implanter de façon plus ou moins profonde selon leur énergie, dans les collecteurs d'aluminium destinés à les recueillir.

Pour les mesures de sections efficaces absolues et de parcours projetés, l'empilement constitué par la cible et les collecteurs était fixé sur un bloc de cuivre placé au fond du cylindre de Faraday.

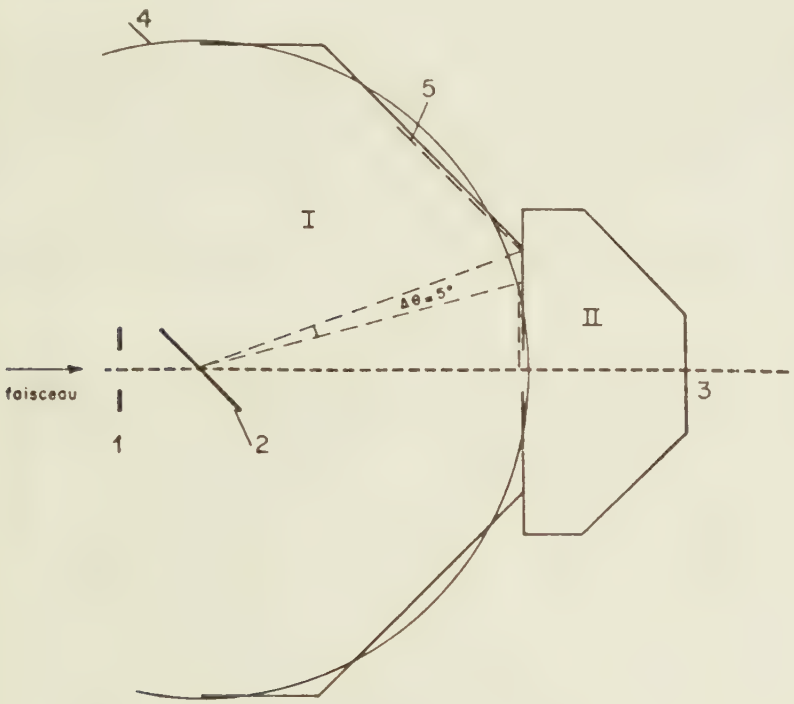


Fig. 6 : Schéma du dispositif de collection des noyaux de recul (distribution angulaire et parcours de recul à chaque angle,
1. collimation
2. cible
3. Axe de symétrie
4. Sphère idéale
5. Collecteurs

Pour les mesures de distribution angulaire et pour les mesures de parcours à chaque angle, une chambre de collection schématisée sur la figure 6 (I) servait de support aux collecteurs disposés sur ses parois. La symétrie de révolution de cette chambre autour de l'axe du faisceau permettait de couvrir la distribution angulaire de 0 à 90° labo avec une efficacité de collection de 100%. Le, ou les collecteur(s) tapissant les parois étaient prédécoupés selon une géométrie correspondant à des domaines de 5° d'angle. La cible située à 8cm des collecteurs était fixée sur un support disposé selon la normale au faisceau (distribution piquée vers l'avant) ou à 45° par rapport à l'axe du faisceau (distributions centrées autour de 40° labo). Cette inclinaison permettait de minimiser le trajet des atomes de recul dans la matière de la cible. Une chambre de collection plus petite II (échelle 1/2) était destinée aux mesures des parcours de recul à chaque angle. En effet, dans ce type de mesure, la résolution angulaire est moins critique ; par contre, l'activité collectée doit être la plus élevée possible. Les domaines d'angle prédécoupés, dans ce cas, étaient de 10°.

Après irradiation, les collecteurs étaient séparés et fixés sur des supports rigides et constituaient les sources destinées au comptage.

1. Détection des radioéléments formés.

. Caractéristiques des isotopes étudiés.

Nous avons identifié les isotopes radioactifs formés, à partir de l'énergie de leurs raies alpha ou gamma et par leur période de décroissance. Le tableau III donne les caractéristiques des isotopes que nous avons détectés, ou de l'un de leurs descendants lorsque les mesures ont été faites sur celui-ci. Dans ce cas, la chaine de filiation est indiquée.

Le rapport du nombre de désintégrations α ou γ de la raie considérée au nombre total de désintégrations (rapport d'embranchement) est également mentionné.

Tableau III.

Isotope	Période	mode de désintég.	E α ou γ	Filiation (noyaux parents)	rapport embranch.	référence
^{198m}Tl	1.9 h	TI CE	412 keV		0.43±10%	JUN60
^{198}Tl	5.3 h	CE	412	^{198}Pb(C.E.2,4h)	0.855±5%	VIJ63
^{199}Tl	7.4 h	CE	455	^{199}Pb(C.E.1,5h)	0.14±10%	LED67
^{200}Tl	26.1 h	CE	368	^{200}Pb(C.E.21h)	0.88±5%	LED67
^{201}Tl	73 h	CE	167	^{201}Bi(C.E.1,85h)	0.0925±5%	BIM66
^{202}Bi	95mm	CE	422 keV	^{202}Po(C.E 45mm)	0.66±10%	LED67
^{204}Bi	11.4 h	CE	375 keV	^{204}Po(C.E.3,64)	0.58±10%	BEY66
210Po	138.4j	α	5.305 MeV	^{210}At(C.E.8,3h) ^{210}Bi(β^--5j)	1	LED67
$^{211}Po^{*}$	0.52s	α	7.448MeV	$^{211}At \xrightarrow[0,591]{C.E.\ 211}$ Po	1	PER62
^{207}At	1.8 h	CE	814 keV	^{211}Fr(α-186sec)		LED67
^{208}At	1.63 h	CE	{685 keV {660 keV	^{212}Fr(α-19mm)		LED67
^{209}At	5.42 h	α CE	5.66 MeV {782 keV {545 keV	^{213}Fr(α-33sec)	0.041	GUE68
^{210}At	8.3 h	α CE	245 keV 1180 keV	^{214}Fr(α-5,5msec)		HOF53
$^{211}At^{*}$	7.2 h	α CE	5.868MeV	^{215}Fr(α-0,5μsec) ^{211}Rn(C.E.-16h)	0.409	GOL69
^{211}Rn	14,6 h	α	5.85 MeV	^{215}Ra(α-1,6msec)	0.26	CRO68
^{210}Rn	2,42h	α	6,04 MeV	^{214}Ra(α-2,6sec)	0.96	MOM55

*Le Polonium 211 et l'Astate 211 sont en équilibre de régime . La raie α de 7,45MeV de ^{211}Po est donc observée avec une période de 7,24 h.

. Détection du rayonnement alpha.

Deux types de détecteurs ont été utilisés pour la détection du rayonnement alpha ; des chambres d'ionisation à boules, et des jonctions à barrière de surface.

L'émetteur alpha placé dans une chambre d'ionisation est environné par un mélange gazeux constitué par 97% d'Argon U et 3% de CO_2 sous 3Kg/cm^2 de pression. Une tension de -5000volts est appliquée à l'échantillon, la boule de la chambre étant au potentiel zéro. Chaque particule émise crée dans le mélange gazeux des paires d'ions positifs et d'électrons dont le nombre est directement proportionnel à son énergie. Les électrons collectés par la boule créent une impulsion qui est amplifiée mise en forme puis stockée dans un analyseur multicanaux. La résolution en énergie de ce détecteur est faible (100keV sur la raie 5,3MeV du polonium 210) par contre son efficacité est élevée (0,5) et son bruit de fond très réduit (0,3c/mm sur une bande d'énergie de 2 à 7MeV). Il est donc bien adapté aux comptages de faibles activités, et nous a permis d'accéder à la mesure de sections efficaces absolues de l'ordre du dixième de microbarn (10^{-31}cm^2).

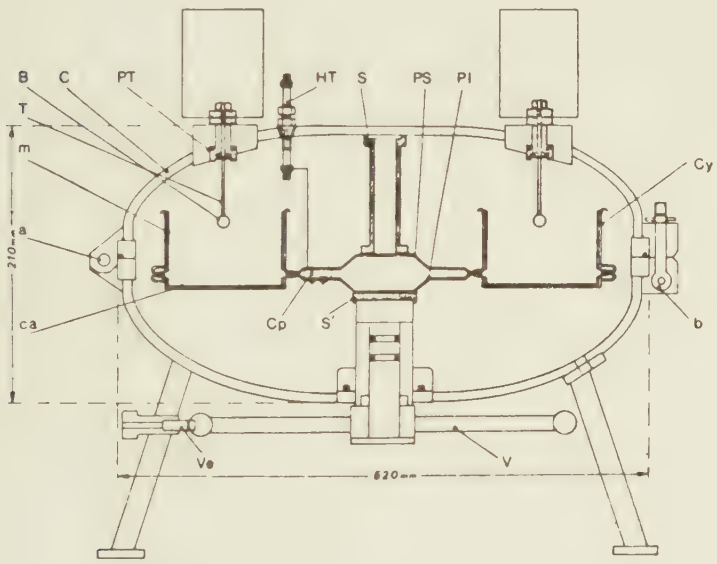


Fig. 7 : Chambre d'ionisation avec passeur d'échantillons.
B. boule collectrice des électrons
H.T. arrivée de la haute tension (-5000V)
Ca. une des 8 coupelles porte échantillon
V. Volant
c. Blindage de l'enceinte
b-a dispositif d'ouverture par basculement
autres notations : cf(BIM73)

Une quadruple chambre d'ionisation avec passeur d'échantillons a été fabriquée au laboratoire (BIM73). L'enceinte peut contenir 8 sources, le comptage s'effectuant simultanément sur quatre d'entre elles (fig.7).

Pour les mesures nécessitant une bonne résolution en énergie (méthode des reculs) nous avons choisi une jonction à barrière de surface de 50 mm^2 et de 20keV de résolution. Un correcteur de dérive associé à un générateur d'impulsions permettait d'éviter la dérive de la chaine d'amplification pendant les comptages longs.

Les isotopes émetteurs alpha utilisés pour les calibrations en énergie des détecteurs sont contenus dans le tableau IV.

Tableau IV

Emetteur	Energie (MeV)	Période
U238	4.2	10^9 ans
U234	4.77	10^5 ans
Cm244	5.81	18 ans
Bi212	6.050	60.6mm
Bi212	6.086	60.6mm
Po212	8.785	$3x10^{-7}$s
Po210	5.305	138.4j
At211	5.868	7.2h

Les sources d'Astate 211 ont été préparées par irradiation au Synchrocyclotron d'Orsay, d'une cible de Bismuth épaisse par un faisceau de particules alpha. Après irradiation, la cible était dissoute et l'Astate recueilli par dépot spontané sur une lame d'argent (voir mesure des faibles activités).

. Détection des émetteurs Gamma.

La chaine d'analyse gamma se compose d'un détecteur au Germanium à migration de Lithium, coaxial de 80cm^3 ; d'un préamplificateur Quartz et Silice 1001A ; d'un amplificateur ORTEC 451 et d'un analyseur multicanaux DIDAC 4000 Intertechnique. La résolution de l'ensemble est de 3,5keV sur la raie 1,33 MeV du cobalt 60. Nos sources étaient placées soit au contact avec le capot de protection du cristal, soit sur des positions plus éloignées en fonction de leurs intensités. Pour chacune de ces positions, nous avons effectué une calibration de l'efficacité en fonction de l'énergie des raies observées. Cet étalonnage en efficacité a été réalisé à partir de sources radioactives étalonnées provenant du C.E.A. Nous avons ainsi obtenu un ensemble de courbes pouvant être lissées par une expression de la forme Log ε = A-B Log E ε étant l'efficacité ; E l'énergie de la raie γ, les coefficients A et B étant déterminés par la méthode des moindre carrés en utilisant les points expérimentaux.

La dérive en gain de la chaine était stabilisée à l'aide d'un correcteur de dérive associé à 2 raies de référence : Une raie délivrée par un générateur d'impulsions, et une raie physique (généralement la raie de 1,368MeV du Sodium 24).

Les spectres d'accumulation étaient ensuite aiguillés sur différents organes de sortie : une imprimante rapide IER 212, ou par l'intermédiaire de la console RESEAU, sur un des disques de l'ordinateur IBM370 de l'ensemble ARIEL (I.P.N. Orsay).

Le traitement des résultats imprimés sur bande de papier, a suivi l'évolution des moyens de calcul du laboratoire. D'abord tracés et sommés manuellement, ils ont ensuite fait l'objet d'un traitement semi-automatique sur un calculateur programmable WANG600 (tracé, lissage, sommation...).

Les spectres vidés sur disque étaient traités auprès du calculateur ARIEL (programmes de tracé sur console BENSON, recherche automatique de pics etc...).

. Faibles activités - extraction chimique.

Après leur collection, les noyaux étudiés sont implantés plus ou moins profondément dans l'aluminium des collecteurs. Les particules alpha émises à l'issue de leur processus de désintégration radioactive vont donc devoir traverser cette épaisseur de matière avant d'atteindre le détecteur. Elles seront ralenties, ou absorbées selon la profondeur de pénétration du noyau emetteur, et l'angle de leur émission. Nous verrons que ce ralentissement peut être exploité, pour déterminer l'énergie de recul des noyaux. Dans le cas des comptages directs destinés aux mesures de sections efficaces absolues, la conséquence des différences angulaires et des fluctuations statistiques du processus de ralentissement se traduit par un élargissement par rapport à la raie alpha du même émetteur déposé en couche mince. Cette dispersion en énergie s'accompagne d'une dilution de l'activité mesurée qui se trouve répartie sur une plage d'énergie importante, ce qui entraine une détérioration du rapport signal/bruit correspondant (rapport activité sur mouvement propre).

C'est notamment le cas de la détermination des sections efficaces aux seuils expérimentaux des réactions de transfert où nous sommes confrontés à la détection de faibles activités ; a fortiori lorsque l'isotope détecté possède une période de désintégration radioactive longue (par exemple, détection du polonium 210, émetteur α de 138jours de période). Nous avons donc procédé à une séparation chimique de l'isotope étudié. Le principe est le suivant : l'isotope est mis en solution puis déposé à la surface d'une lame d'argent. L'avantage est double :

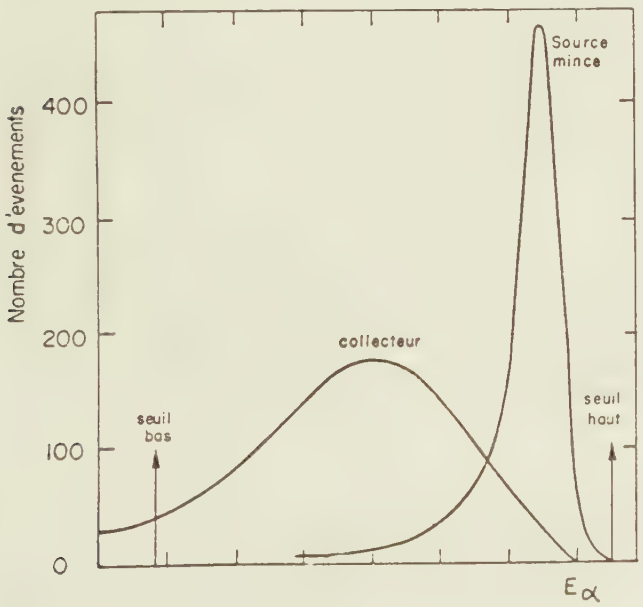


Fig. 8 : Exemple de spectres alpha obtenus avant (collecteur) et après dépôt sur une lame Ag (source mince). Les 2 flèches indiquent les énergies de coupure (voir texte § 2.A.2.)

le dépot est sans épaisseur et l'autoabsorption est nulle ; l'activité est concentrée sur une faible bande d'énergie et se dégage du bruit de fond. Un exemple des spectres obtenus avant et après séparation sont présentés sur la figure 8.

. Dépot spontané sur une lame d'Argent (Polonium).

Si le potentiel standard du couple B^+/Bo des ions en solution est plus grand que celui du couple A^+/Ao d'une lame métallique plongeant dans la solution, on peut prévoir d'après l'équation de Nernst des potentiels rédox, un dépot des ions sur la lame métallique. Le potentiel standard Ag^+/Ag étant 0.8V et celui de Po^+/Po 0.76V*, le polonium va se déposer spontanément sur la lame d'argent, à condition que la solution soit suffisamment diluée et qu'il n'y ait pas d'argent en solution. Le Bismuth (pot.standard 0.23V) ne se dépose pas.

La mise en solution se fait par attaque à chaud par $5cm^3$ d'HCl 0.5N du collecteur d'aluminium dans lequel sont implantés les atomes de Polonium. La solution est ensuite étendue par $45cm^3$ d'H_2O puis maintenue à 95°C dans un bain marie. Lorsque nous avions à dissoudre la cible de Bismuth (cas des faibles reculs) nous ajoutions à la solution d'attaque $0,1cm^3$ de HNO_3 12N. Nous évitions ainsi la précipitation de BiOCl lors de la dilution. Afin d'homogénéiser le dépot, nous faisions tourner la lame d'argent destinée au dépot, dans la solution (30tours/mn). Quatre extractions successives de 20mn chacune étaient réalisées. Chaque lame était ensuite sèchée puis présentée au détecteur alpha. L'activité des quatre lames était reportée sur papier semi-logarithmique en fonction du numéro d'ordre d'extraction. En cas de rendement constant, les points obtenus se placent sur une droite (que nous appellerons droite d'extraction). L'extrapolation de cette droite permet d'évaluer la proportion de polonium restant en solution.

Le Polonium 210 pouvant provenir de la filiation radioactive de l'Astate 210 (c.e) et du Bismuth 210 (β^-), nous avons chaque fois que ces voies de production étaient probables procédé de la façon suivante :

La première série d'extractions avait lieu 48heures après l'irradiation. L'Astate 210 (8,3h de période) avait alors disparu. Le Bismuth 210 (5j de période) était encore présent. A l'issue de cette série d'extractions, il restait donc dans la solution environ 2% du Polonium 210 (résidu d'extraction) et 75% du Bismuth 210.

Nous procédions à une deuxième série d'extractions 6 jours plus tard. En cas d'absence de Bismuth, les points de la nouvelle droite d'extraction s'alignent avec les précédents, sinon la différence observée provient de l'accumulation du Polonium à partir du Bismuth pendant les 6 jours séparant les 2 extractions. Un calcul de décroissance et d'accumulation permet de remonter à l'activité initiale de 210Bi.

★ ★ ★

A l'issue de cette première partie de travail, nous disposons des valeurs d'activités résultant des différents comptages. Ces données vont nous permettre de déterminer les probabilités absolues des diverses réactions, et leur évolution en fonction de l'énergie (fonctions d'excitation) ou de l'angle (distributions angulaires). Nous en déduirons également des informations sur l'énergétique du système, en particulier par la détermination des parcours.

---

* potentiels standard par rapport à l'électrode à hydrogène.

2. Traitement des données.

A. *SECTIONS EFFICACES ABSOLUES - FONCTION D'EXCITATION.*

La section efficace de production d'un isotope radioactif par un faisceau d'intensité constante s'écrit :

$$\sigma = \frac{A_o.F.}{N.R.\varepsilon.\phi(1-e^{-\lambda t})} \qquad (2)$$

Nous avons déjà explicité certains de ces facteurs (R le rapport d'embranchement, ε l'efficacité du détecteur), N est le nombre d'atomes par cm^2 dans la cible. Examinons les termes restant :

1. Ao : Activité rapportée au temps to de fin d'irradiation.
Les décroissances radioactives à une ou plusieurs périodes ont été résolues par moindres carrés sur l'exponentielle ou la somme des exponentielles relatives à chacun des isotopes. Si λ est la constante radioactive de l'isotope détecté

$$A_o = \frac{\Sigma e^{-\lambda ti}/\Delta Ai}{\Sigma e^{-2\lambda ti}/Ai\Delta Ai}$$

ΔAi étant l'incertitude de chacun des points expérimentaux

Les incertitudes sur A_o ont été évaluées graphiquement après report des décroissances sur papier semi logarithmique et tracé de la droite représentant $A = A_o e^{-\lambda t}$.

2. F : Correction d'autoabsorption (rayonnement α).

Par autoabsorption, nous désignons la part de rayonnement absorbée par la matière du collecteur. Cette activité est donc perdue pour le comptage. Afin de tenir compte de cette perte, nous multiplions notre activité mesurée par un facteur $F \geqslant 1$ destiné à compenser cet effet. Nous distinguerons 2 cas :

. l'activité se trouve concentrée dans 1 seul collecteur. C'est le cas des réactions induites par les ions de Carbone, Azote et Oxygène pour lesquels l'énergie des noyaux de recul est de l'ordre de quelques MeV et le parcours correspondant de quelques centaines de $\mu g/cm^2$. L'ensemble des noyaux de recul s'arrête donc dans le collecteur immédiatement placé derrière la cible. Soit E l'énergie alpha de l'isotope considéré. Cette énergie correspond à un parcours R dans la matière du collecteur. Si le noyau émetteur est situé à la profondeur e, seules les particules émises dans l'angle solide d'ouverture θ tel que $\cos\theta = e/R$ pourront sortir de ce collecteur (fig.9). Au lieu d'être égal à 2π, l'angle solide de détection ne sera plus que de $2\pi(1-\cos\theta)$, le facteur multiplicatif F sera donc $1/(1-\cos\theta)$.

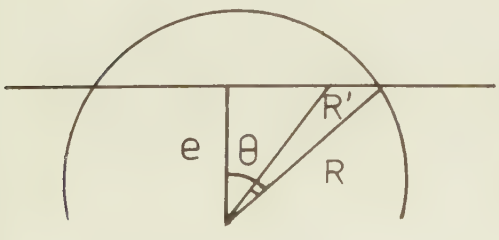


Fig. 9

Pratiquement, nous définissons sur nos spectres en énergie, un seuil haut, situé quelques centaines de keV au-dessus de la raie étudiée et un seuil bas, fixé en fonction du bruit de fond ou de la présence d'autres raies alpha (voir figure 8).

La barre inférieure correspond à notre seuil de détection. C'est elle qui va conditionner le calcul d'autoabsorption. Ceci se traduit par une valeur R'< R dans l'expression de cosθ. Les valeurs des parcours des particules alpha dans l'aluminium de nos collecteurs sont tirées des tables de C. Williamson et J.P.Boujot (WIL66).

La correction d'autoabsorption nécessite la connaissance précise de la répartition des noyaux émetteurs dans le collecteur. Elle est donc étroitement liée aux résultats des mesures de parcours de recul tels qu'ils seront exposés plus loin. La répartition de l'activité est généralement gaussienne et dans ce cas particulier, nous avons adopté comme valeur de e, l'épaisseur comprise entre la surface du collecteur et le point correspondant au maximum de la distribution.

. L'activité est répartie sur plusieurs collecteurs.

C'est le cas des fortes énergies de recul (projectile de masse≥40) pour lequel le parcours des noyaux de recul est de plusieurs mg/cm^2. Pour éviter une trop grande autoabsorption, l'activité est répartie entre plusieurs collecteurs que l'on empile derrière la cible. L'autoabsorption sera déterminée pour chacun des collecteurs. Pour cela, nous devons disposer de la répartition la plus exacte possible des noyaux émetteurs alpha contenus dans ces collecteurs. Cette répartition, connue à l'issue de la mesure des parcours (voir plus loin), est décomposée en tranches d'épaisseur très minces auxquelles on associe la valeur d'activité correspondante. Le facteur d'autoabsorption est déterminé pour chacune de ces tranches. L'activité globale du collecteur est donc :

$$A = \sum_{x} (A_{i+1}-A_i)_x F_x$$

x étant le nombre de tranches et F_x le facteur d'autoabsorption associé à cette tranche.

$$F_x = (1 - \frac{e}{R})^{-1}$$

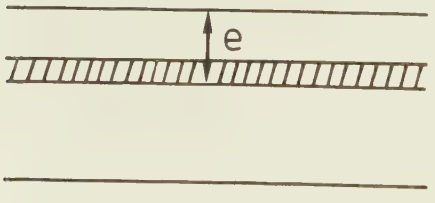


Fig. 10

e étant la distance entre la surface et la tranche considérée (fig 10), R étant lié au seuil de coupure en énergie de l'analyseur.

3. Terme $\phi(1-e^{-\lambda t})$

Ce terme s'applique à la production d'un isotope (période T, constante λ) pendant une irradiation de durée t avec un flux constant ϕ. Cette situation idéale n'est jamais réalisée et nous devons employer en fait une expression plus complète tenant compte des fluctuations d'intensité du faisceau pendant l'irradiation.

Pour cela, nous utilisons l'enregistrement de l'intensité du faisceau réalisé pendant l'expérience. Nous le décomposons en tranches de temps Δt pendant lesquelles l'intensité est restée constante. L'expression devient :

$$\frac{K}{q} \sum_{j=1}^{n} \frac{nj}{\Delta t_j} (1-e^{-\lambda \Delta t_j}) e^{-\lambda (t-t_j)}$$

où K = Facteur de conversion du nombre de charges en impulsions de l'intégrateur.
q = charge effective de l'ion
n_j = nombre d'impulsions délivrées par l'intégrateur pendant Δt_j
n = le nombre de tranches
$\Delta t_j = t_j - t_{j-1}$ ou t_j est le temps écoulé entre le début de l'irradiation et la fin de la tranche j.

Cette correction de flux est particulièrement sensible pour les isotopes radioactifs à vie courte.

Incertitudes.

Le tableau suivant contient les évaluations des diverses incertitudes relatives au calcul des sections efficaces. Ces incertitudes s'ajoutent quadratiquement.

Tableau 5

Grandeur	incertitudes	
	Emetteurs α	Emetteurs γ
épaisseur cible	5%	5%
activité to	5 - 50%	5 - 50%
efficacité auto-absorption	2 - 10%	4%
rapport embranch.	négl.	5 - 10%
Intensité du faisceau	2%	2%

. Fonctions d'excitation .

Les fonctions d'excitation résultent d'une série d'irradiations effectuée à partir d'énergies incidentes Ei qui étaient dégradées progressivement au moyen de ralentisseurs en aluminium. Pour les mesures de sections efficaces au seuil de réaction, l'énergie incidente était choisie de façon à n'utiliser que de très faibles épaisseurs de ralentisseur ($\Delta E \leqslant 10$ à 20 MeV) et améliorer ainsi la précision sur l'énergie des particules atteignant la cible.

Les énergies reportées sont les valeurs correspondant au calcul pour la demi épaisseur de la cible. La précision sur ces énergies dépend - de la précision sur l'énergie incidente (0.5% ou $\sim$ 2%)
- des calculs de perte d'énergie des projectiles dans l'aluminium et dans les matériaux des cibles.

Nous avons employé les relations parcours-énergie tabulées par Northcliffe et Schilling (NOR70). Il est difficile d'apprécier la précision de ces valeurs car nous manquons de comparaison avec les résultats expérimentaux. Une étude du ralentissement de l'Argon dans l'Or à basse énergie (BOR73) montre un bon accord expérience-théorie.

Nous avons estimé à $\frac{\delta(\Delta E)}{\Delta E} \simeq 15\%$ l'accroissement de l'incertitude en fonction de l'épaisseur traversée.

B. MESURE DES PARCOURS DES NOYAUX DE RECUL.

La pénétration des noyaux de recul dans l'aluminium des collecteurs dépend de leur énergie initiale. La détermination de leur parcours est donc une méthode de mesure de la distribution en énergie des noyaux lourds émis à l'issue de la réaction nucléaire.

La répartition de ces noyaux est assimilable dans la plupart des cas à une distribution de GAUSS centrée autour d'une valeur Ro que nous appellerons le parcours moyen. Ce parcours moyen peut être mesuré dans l'axe du faisceau (parcours projeté) ou à chacun des angles d'une distribution angulaire. La largeur de la distribution de parcours va nous permettre de reconstituer la distribution initiale des énergies de recul.

Selon les valeurs escomptées du parcours de recul, la mesure de Ro va donner lieu à une technique expérimentale différente. Nous distinguerons deux cas :

a) Parcours de recul inférieurs à 1mg/cm^2.

C'est le cas des réactions induites par C,N,O,F aux énergies supérieures à la barrière coulombienne.

Pour ces faibles reculs, nous avons mis au point une technique de mesure (BIM73) dont nous ne rappelerons que les grandes lignes : on utilise comme collecteur une feuille unique d'épaisseur bien supérieure au parcours à mesurer. La profondeur de pénétration des noyaux de recul est révélée par la perte d'énergie des particules α sortant de la feuille dans une direction perpendiculaire à celle-ci. Le spectre alpha ainsi mesuré est comparé à un spectre étalon du même émetteur déposé en couche mince et mesuré dans les mêmes conditions.

Le décalage en énergie entre les maxima des deux spectres est ensuite transformé à partir d'un étalonnage préalable en épaisseur d'aluminium Po. Ces valeurs de Po sont converties en Ro en tenant compte des corrections dues à l'épaisseur moyenne de cible traversée par les noyaux de recul, et de l'angle de pénétration de ces noyaux dans le collecteur.

L'élargissement "expérimental" du spectre alpha dû principalement à la résolution du détecteur et aux fluctuations statistiques de perte d'énergie des α mesurés, est corrigé à partir d'une calibration préalable de ces effets.

b) Parcours de recul supérieurs à 1mg/cm².

L'élargissement excessif des spectres alpha pour des grands parcours limite la méthode précédente aux parcours inférieurs au mg/cm². Pour des parcours de recul plus élevés (ions incidents de masse supérieure à 20 énergies incidentes sous coulombiennes) nous avons employé une technique d'empilement. L'activité mesurée est fractionnée entre plusieurs collecteurs minces, l'épaisseur de ces collecteurs étant choisie en fonction des estimations des parcours attendus , de façon à minimiser l'auto-absorption.

Généralement, les noyaux résiduels se trouvaient répartis sur 4 collecteurs. A partir de la suite de valeurs discontinues correspondant aux activités de ces collecteurs, la courbe activités intégrées-épaisseurs intégrées a été tracée de façon à permettre une interprétation plus réaliste de cette distribution. Nous avons employé comme fonction d'interpolation, l'intégrale d'une distribution de Gauss. Cette interpolation peut s'effectuer en reportant sur du papier probabilité (qui a la propriété de transformer les intégrales de distributions gaussiennes en droites), la fraction d'activité Fi ayant traversé l'épaisseur e_i d'aluminium en fonction de ei

$$Fi = \frac{\sum_{J=i+1}^{n} Aj}{\sum_{J=1}^{n} Aj}$$

Aj = activité de la jème feuille
n = nombre de feuilles au total

Sur la droite obtenue, la valeur du parcours moyen Ro correspond à la probabilité 50%. La différence des valeurs correspondant à 12% et 88% permet de définir la largeur à mi hauteur de la distribution. Pratiquement, nous avons tabulé les valeurs d'une gaussienne théorique selon cette répartition de probabilité ; les activités mesurées étaient ensuite intégrées puis comparées par la méthode des moindres carrés à cette distribution type. Le calculateur étant alors programmé pour le calcul des paramètres de la courbe de Gauss lissant au mieux les valeurs expérimentales (variance, maximum, écarts types).

Cette procédure nous a permis de vérifier que l'hypothèse d'une distribution de Gauss des noyaux collectés par recul était correcte. Les paramètres de cette distribution définissent complètement les informations relatives à cette mesure de parcours : la valeur du maximum de la distribution, et sa largeur à mi-hauteur.

A partir de ces résultats bruts, on peut remonter à la distribution initiale des énergies de recul moyennant quelques corrections.

c) Calcul de la distribution des énergies de recul.

La répartition de l'activité autour de Ro est de la forme :

$$P(R)dR = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\ \rho.Ro} \exp\left[-\frac{(R-Ro)^2}{2(\rho Ro)^2}\right] dR$$

P(R) représente la densité de probabilité, ρ le paramètre de fluctuation de parcours et $\sigma = \rho Ro$ la variance de la distribution. La largeur à mi-hauteur est égale à 2.354σ. Cette largeur est la résultante de plusieurs contributions (WIN61) :

- la distribution initiale des énergies de recul.
- les élargissements dûs aux quatre causes suivantes :
  - . le processus de ralentissement des noyaux de recul ρs
  - . l'évaporation en vol de particules ρn
  - . l'inhomogénéité des feuilles (dans le cas d'un empilement) ρF
  - . la traversée de la cible au départ ρW

Dans le cas de la technique des ralentissements α, il faut tenir compte d'un élargissement expérimental supplémentaire déjà mentionné.

Si on appelle ρ le paramètre de fluctuation de parcours de la distribution expérimentale ; le paramètre ρE de la distribution des énergies de recul initiales s'écrit :

$$\rho E^2 = \rho^2 - (\rho s^2 + \rho n^2 + \rho f^2 + \rho w^2)$$

Ces paramètres ont été évalués de façon empirique à partir de résultats expérimentaux de différents auteurs :

. Bimbot et al.(BIM68) ont évalué le paramètre ρw d'élargissement dû à l'épaisseur non nulle de la cible. Dans le cas où cette épaisseur reste faible devant Ro, ce paramètre peut être pris égal à $K.e/2Ro\sqrt{3}$.

K est le rapport du pouvoir de ralentissement du matériau de la cible et de l'aluminium ; e l'épaisseur de la cible.

. Les termes ρs et ρn ne dépendent que de la façon dont le noyau de recul perd son énergie cinétique et se désexcite par évaporation de nucléons , et non de la façon dont il a été produit. Nous avons utilisé les valeurs expérimentales déterminées par Alexander et Winsberg (WIN61) ainsi que celles obtenues au cours de nos expériences pour des ralentissements de noyaux composés dans l'Aluminium. Le terme $(\rho s^2 + \rho n^2)$ y est évalué globalement.

. En raison de la bonne homogénéité de nos feuilles collectrices, nous avons pu négliger le terme ρf dans le cas ou nous procédions par empilements.

La distribution en énergie résultante peut être assimilée à une gaussienne centrée autour de Eo et de largeur à mi-hauteur $l=2,354.\rho_E.Eo$. La correspondance entre les valeurs de Eo et de Ro implique la connaissance des relations parcours-énergie pour les noyaux de recul considérés. De tels calculs ont été effectués par Northcliffe et Schilling (NOR70). Dans le cas particulier où l'isotope mesuré était l'Astate 211 et le milieu ralentisseur l'Aluminium, nous disposions pour les énergies de recul inférieures à 12MeV de résultats expérimentaux (ALE61,CRO68, WIN61) obtenus pour des noyaux d'Astate 211 produits par noyaux composés. Nous avons de notre coté, effectué quelques mesures sur des noyaux d'Astate 205 produits par réaction $^{12}C(^{197}Au,4n)$.

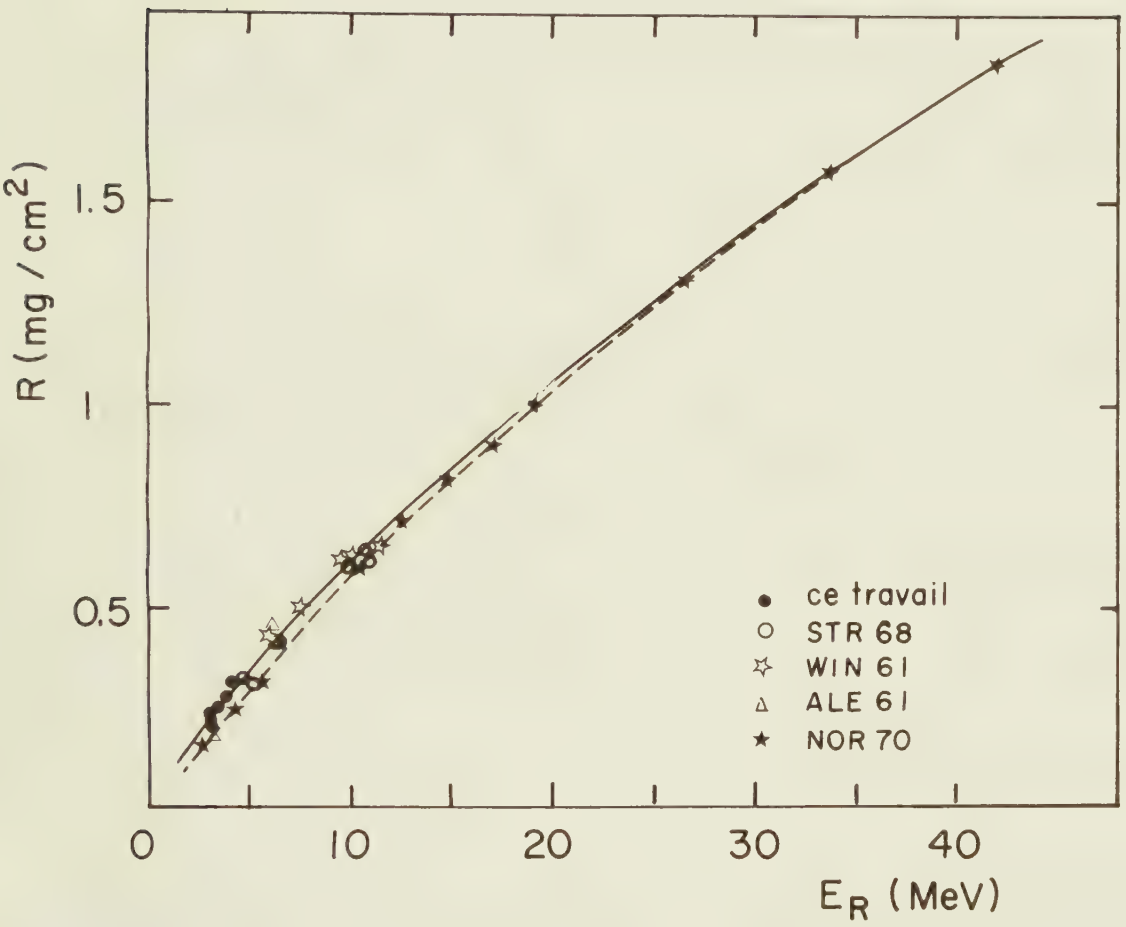


Fig. 11 : Relation parcours-énergie pour des noyaux de ^{211}At dans l'aluminium. La courbe théorique de la référence (NOR70) est en pointillé. Les points expérimentaux sont indiqués par des symboles spécieux. La ligne continue représente la relation parcours énergie qui a été adoptée.

La figure 11 présente l'ensemble de ces mesures ainsi que la courbe théorique tirée de la référence (NOR70) (en pointillé). La courbe en trait plein représente la relation parcours-énergie adoptée. A faible énergie, elle s'appuie sur les résultats expérimentaux (qui diffèrent d'environ 15% des valeurs calculées) et rejoint la courbe théorique pour les énergies de recul élevées (E>20MeV).

d) Distribution angulaire des parcours de recul.

La technique expérimentale de mesure reste la même que pour les parcours projetés. Les empilements sont disposés à chaque angle étudié.

Une correction supplémentaire tenant compte de l'angle de sortie des noyaux de recul depuis la cible et de l'angle de pénétration dans le ou les collecteur(s) est effectuée, soit :

$$R_O = \frac{P_O}{\cos\beta} + \frac{ke}{2\cos\gamma}$$

où γ est l'angle de sortie des noyaux de recul par rapport à la normale à la cible, (Cf.fig.12).

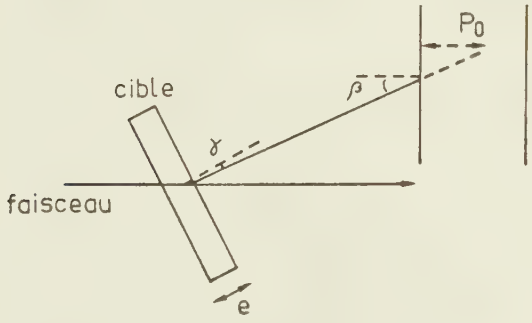


Fig. 12

β est l'angle de pénétration dans le collecteur, mesuré par rapport à la normale à ce collecteur.

e est l'épaisseur de la cible en mg/cm^2.

k est le coefficient permettant de ramener l'épaisseur de la cible à une épaisseur équivalente d'aluminium. (issu des tables de Northcliffe et Schilling (NOR70)).

C. DISTRIBUTIONS ANGULAIRES.

La mesure de l'activité associée à chacun des angles de la distribution angulaire, rapportée au temps to de fin d'irradiation nous donne la répartition angulaire dans le système du laboratoire de l'isotope étudié. Nous avons tenu compte des légères corrections de largeur angulaire dues à la géométrie du système de collection. Ces valeurs relatives ont été normalisées sur la section efficace absolue mesurée à l'énergie considérée.

L'incertitude principale provient de la section du faisceau (tache circulaire de 1cm de diamètre) dont la projection découpe sur les collecteurs une zone d'environ 10°. Tenant compte du fait que la densité du faisceau n'est pas homogène, mais concentrée principalement au centre de la tache (ce qui peut être visualisé au moyen d'un cristal de quartz) nous pouvons réduire cette incertitude à ± 2.5°. C'est la largeur adoptée pour nos collecteurs. Dans la chambre destinée aux mesures de recul (de dimensions réduites de moitié) cette incertitude est doublée (±5°) et les collecteurs couvrent des domaines d'angles de 10°.

Passage des distributions dans le système du centre de masse.

L'interprétation de nos distributions angulaires se fera dans le système du centre de masse. Nous éliminons ainsi la composante vectorielle de la vitesse du centre de masse(importante dans nos systèmes en raison de la masse élevée des projectiles) et qui tend à rabattre les distributions angulaires vers les petits angles.

Principe de la transformation :

Nous nous proposons de transformer l'ensemble des points du plan (E,θ) dans l'ensemble des points du plan $(\bar{E},\bar{\theta})$ (voir notations en tête de ce mémoire).

Les formules de transformation sont bien connues :

$$tg\bar{\theta} = \frac{\sin\theta}{\cos\theta - \frac{V_{CM}}{\bar{V}_4}} \quad \text{avec } V_{CM} = V_1 x \frac{M_1}{(M_1+M_2)} \text{ et } \bar{V}_4^{\,2} = V_{CM}^2 + V_4^2 - 2V_{CM}\, V_4 \cos\theta$$

Pour cela, nous avons choisi d'effectuer un maillage du plan (E,θ) puis de reporter la section efficace partielle $\frac{d^2\sigma}{d\theta dE} \times \Delta E \Delta\theta$ correspondant à chacune des cases $(\Delta E,\Delta\theta)$, dans la case correspondante $(\Delta\bar{E},\Delta\bar{\theta})$ du système du centre de masse. La section efficace $\frac{d^2\sigma}{d\theta dE}$ est déduite de la distribution angulaire expérimentale et des distributions en énergie à chaque angle. Afin de pallier l'existence des discontinuités de nos distributions expérimentales tout en conservant la valeur de la section efficace partielle mesurée sur chaque collecteur, nous avons remplacé les histogrammes représentant $\frac{d\sigma}{d\theta}=F(\theta)$ et $(\frac{d\sigma}{dE})_\theta = F_\theta(E)$ par des courbes lisses. Pour cela, nous avons utilisé une interpolation cubique entre les points expérimentaux représentant l'intégrale de ces distributions. La fonction spline cubique utilisée (GAY70) est d'un emploi plus général que la gaussienne que nous avions adopté pour les distributions de recul (les résultats obtenus par les deux méthodes sont identiques dans le cas d'une distribution gaussienne).

Ce sont ces courbes intégrales qui sont ensuite fractionnées en $(\Delta E, \Delta\theta)$. La transformation est alors effectuée pour chaque centroïde des cases ainsi définies.

CHAPITRE II - PRESENTATION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Dans ce chapitre, nous avons regroupé un ensemble de résultats expérimentaux concernant la production des isotopes d'Astate, de Polonium et de Radon à partir d'une cible de Bismuth irradiée par divers faisceaux. Dans l'ordre des Z croissants, les projectiles utilisés étaient: le Carbone, l'Azote, l'Oxygène, le Fluor, l'Argon, le Calcium, le Fer, le Cuivre et le Krypton. Les informations complémentaires recueillies sur d'autres cibles (Thallium, Or) ne seront présentées qu'au cours de la discussion quand le besoin s'en fera sentir. Afin de ne pas alourdir l'exposé, les résultats seront présentés sous forme graphique, les tableaux numériques contenant les sections efficaces absolues, les distributions en énergie à chaque angle ainsi que les valeurs des reculs projetés, sont rapportés en appendice. La présentation se fera en trois parties : les fonctions d'excitation , les parcours projetés, les distributions angulaires. Nous essayerons de dégager les caractéristiques principales de chacune de ces courbes. Une étude plus approfondie sera développée dans les chapitres ultérieurs. Le système $^{12}C+Bi$ fera l'objet d'une étude particulière illustrant la démarche suivie pour la détermination des voies de production ; les courbes expérimentales relatives à cet ion seront présentées au cours de la discussion (chapitre III).

1. Fonctions d'excitation .

Les fonctions d'excitation des systèmes N,O,F,Ar,Ca,Cu,Fe,Kr+Bi sont présentées sur les figures (13 à 25). Il nous est apparu intéressant de faire figurer sur le même graphique les courbes correspondant à l'Astate 211 et au Polonium 210, qui, nous le verrons, peuvent être associées dans leur plus grande partie (surtout aux énergies seuils) aux transferts respectifs (2p-γ) et (1p-γ) (cf système de notation présenté en tête de ce mémoire). Les autres isotopes d'Astate et le Radon 211 seront en général, présentés séparément sur des figures voisines.

L'incertitude sur l'énergie n'est indiquée que pour quelques valeurs situées près des seuils, afin d'alléger les figures. Pour les réactions induites par ^{19}F, cette incertitude est négligeable (<1MeV). Pour les autres projectiles, elle est en général de l'ordre de ± 3 à ± 5%. Lorqu'une mesure précise (méthode des protons de recul) a été effectuée (points marqués d'un symbole spécial) cette incertitude devient inférieure à ± 1%.

Pour chaque isotope, nous avons dessiné à travers les points, une courbe destinée à faciliter la visualisation des résultats. Aucune

des courbes présentées dans ce chapitre ne résulte d'un calcul. Chaque fois que nous avions une détermination précise de l'énergie, nous avons fait passer notre courbe par ce point, ce qui explique certains écarts par rapport à la moyenne des autres valeurs expérimentales. La flèche verticale reportée sur chacun des graphiques, indique la position de la barrière d'interaction. Cette valeur correspond au maximum de la courbe du potentiel d'interaction du système considéré, pris dans la voie d'entrée et calculé pour l'onde partielle l=O. Ces potentiels seront présentés au chapitre V.

- Allure générale.

Après une croissance rapide des sections efficaces, les fonctions d'excitation des réactions de transfert tendent vers une valeur limite plus ou moins importante selon le type de transfert et la nature de l'ion incident. Ainsi qu'il sera démontré notamment pour le système $^{12}C+Bi$, l'existence d'un tel plateau peut être liée à la contribution progressive de plusieurs mécanismes aboutissant à l'isotope étudié.

Une première remarque qui peut être faite au vu de ces courbes est la valeur élevée et sensiblement constante de la section efficace maximale mesurée pour l'isotope de polonium 210 (environ 60mb pour les plateaux) alors que pour l'Astate 211, on peut observer notamment pour les quatre premiers projectiles un effet pair, impair marqué en fonction du numéro atomique Z du projectile, se traduisant par des valeurs de section efficace de production de ^{211}At plus élevées pour C et O que pour N et F. (40mb pour C et O ; 10-25mb pour N et F).

Une deuxième remarque concerne la position relative des fonctions d'excitation par rapport à la barrière d'interaction. Pour un même projectile, les courbes obtenues pour les isotopes ^{211}At ($2p-\gamma$) et ^{210}Po ($1p-\gamma$) peuvent être soit confondues (projectile ^{16}O) soit nettement distinctes (^{14}N ou ^{63}Cu). Les pentes associées à cette croissance des sections efficaces sont également différentes quand on change l'ion incident (voir ^{40}Ar et ^{56}Fe par exemple). Les chapitres IV et V seront consacrés à l'analyse quantitative de ces différences et à la reproduction par le calcul de ces évolutions.

- Les seuils.

L'existence de pentes différentes appelle quelques commentaires quant à la définition du seuil de réaction. Le caractère conventionnel d'une telle définition apparait immédiatement à la lecture de ces diverses fonctions d'excitation. Si l'on prend comme exemple, le système $^{14}N+Bi$, on mesure entre le point expérimental le plus bas et le palier de saturation une croissance continue sur 5ordres de grandeur (fig.n°13), la plage d'énergie correspondante étant de l'ordre de 20MeV. Il est donc difficile de définir un "seuil absolu" pour la réaction considérée ; cela n'aurait été possible que dans le cas d'une montée verticale de la fonction d'excitation.

A partir de cette constatation, plusieurs conventions sont possibles pour définir le seuil d'une réaction. On peut comparer les diverses fonctions d'excitation correspondant à une valeur donnée de la section efficace (ordre d'apparition des courbes sur l'horizontale correspondant à la section efficace choisie) ou encore choisir comme énergie seuil l'énergie correspondant à une section efficace égale à une fraction

PRESENTATION DES FONCTIONS

D'EXCITATION.

La ligne discontinue indiquée sur certains graphiques correspond au report de la fonction d'excitation de l'isotope ^{211}At.

La croissance des sections efficaces pour les fonctions d'excitation des isotopes ^{210}Po et ^{211}At peut être associée aux voies de production (p-γ) et (2p-γ) (cf.chapitre III).

Fig. 13 : Fonctions d'excitation de ^{211}At et ^{210}Po formés dans la réaction ^{14}N + Bi.

Fig. 14 : Fonctions d'excitation de ^{211}Rn et ^{210}Bi formés dans la réaction ^{14}N + Bi.

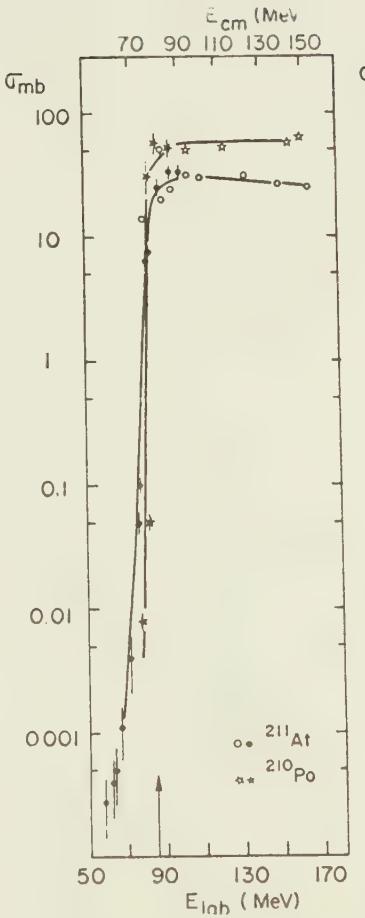


Fig. 15 : Fonctions d'Excitation de ^{210}Po et ^{211}At produits au cours de la réaction ^{16}O+Bi. Les symboles ouverts se rapportent à la référence (CR068) les symboles pleins, à ce travail.

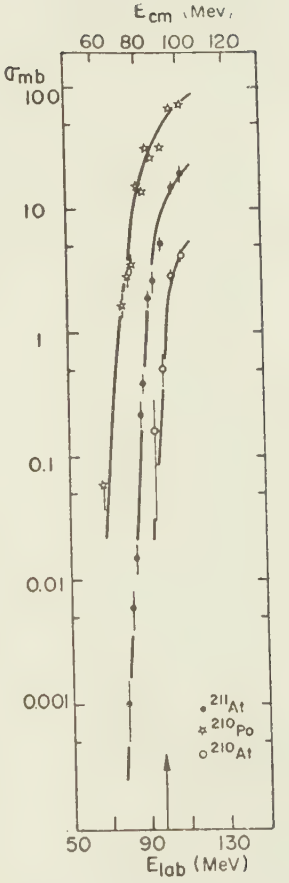


Fig. 16 : Fonctions d'Excitation de ^{210}Po, ^{210}At et ^{211}At formés dans la réaction ^{19}F + Bi.

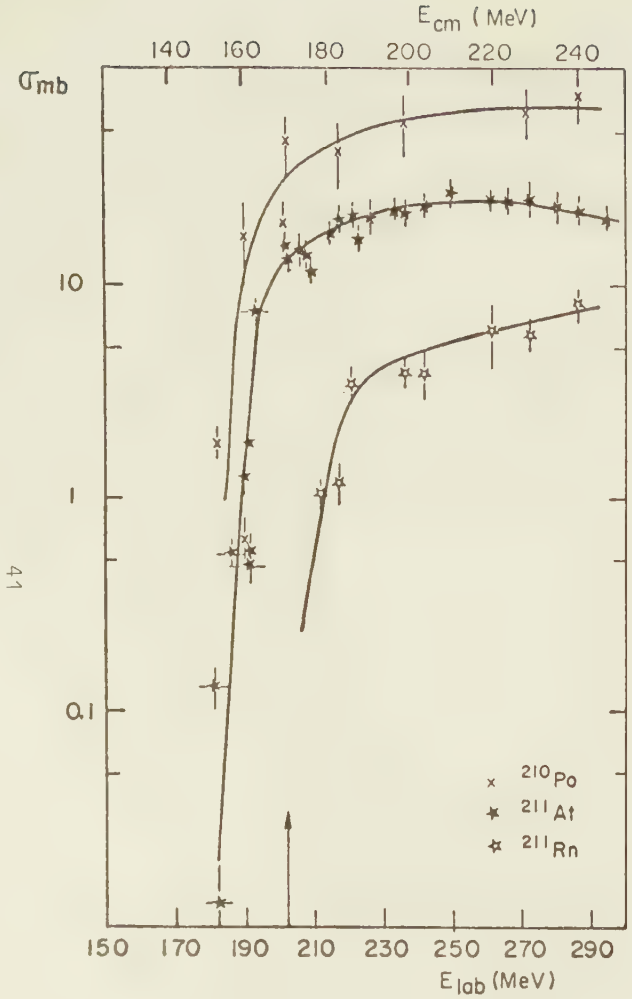


Fig. 17 : Fonctions d'Excitation de ^{210}Po et ^{211}At produits par réaction ^{40}Ar + Bi.

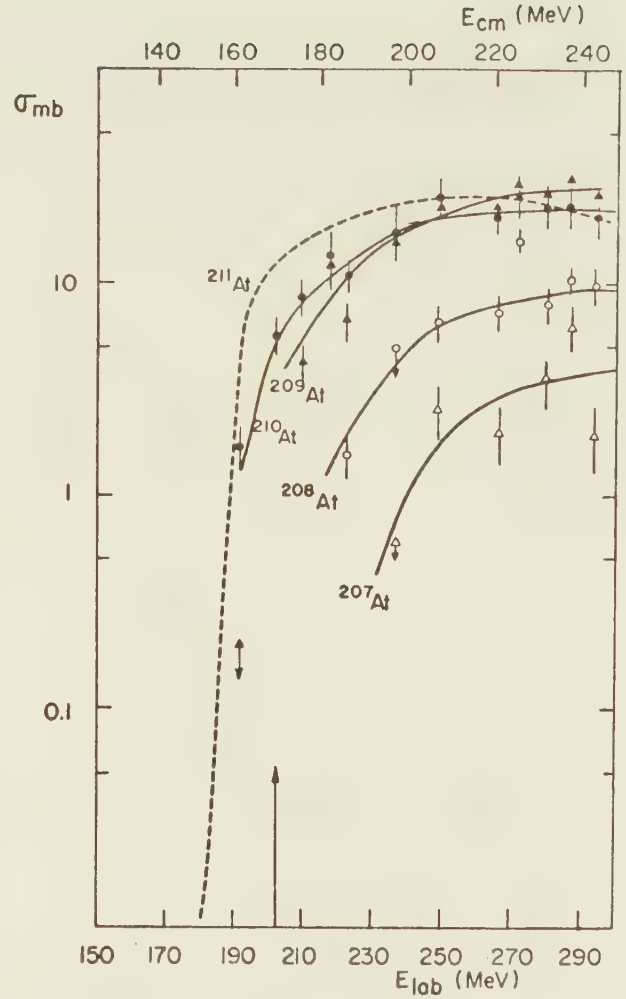


Fig. 18 : Fonctions d'Excitation des isotopes 207, 208, 209 et 210 At formés au cours de la réaction ^{40}Ar + Bi.

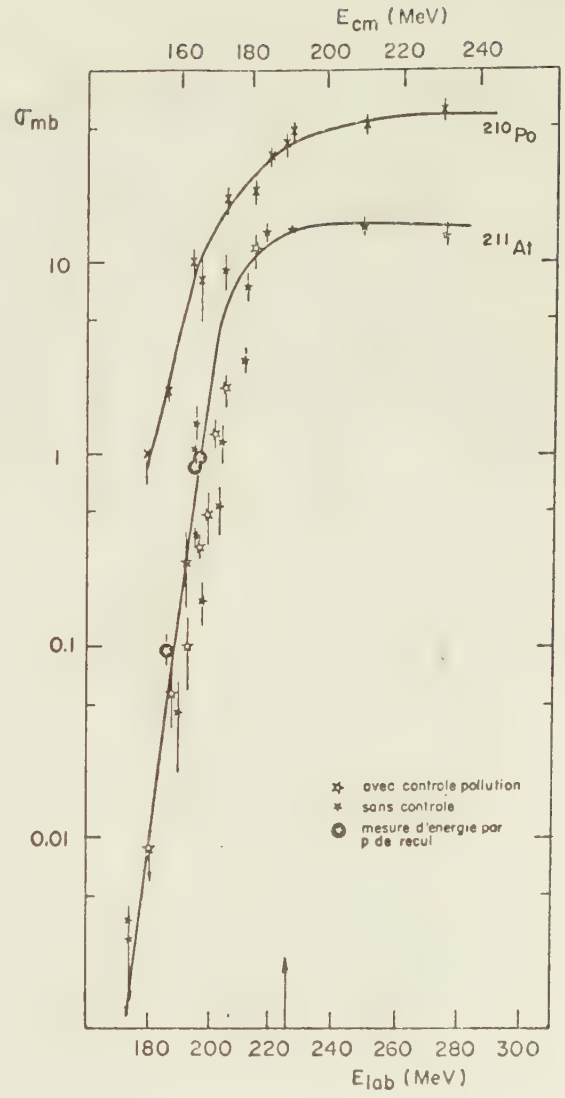


Fig. 19 : Fonctions d'Excitation de ^{210}Po et ^{211}At produits au cours de la réaction ^{40}Ca + Bi.

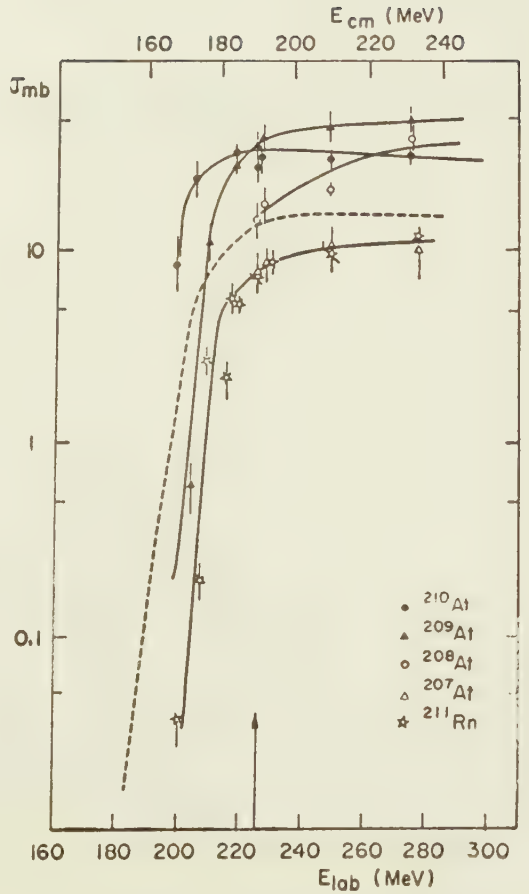


Fig. 20 : Fonctions d'Excitation des isotopes $^{207,208,209,210}At$ et ^{211}Rn formés au cours de la réaction $^{40}Ca+Bi$.

Fig. 21 : Fonctions d'Excitation de ^{210}Po et ^{211}At produits par la réaction $^{56}Fe+Bi$

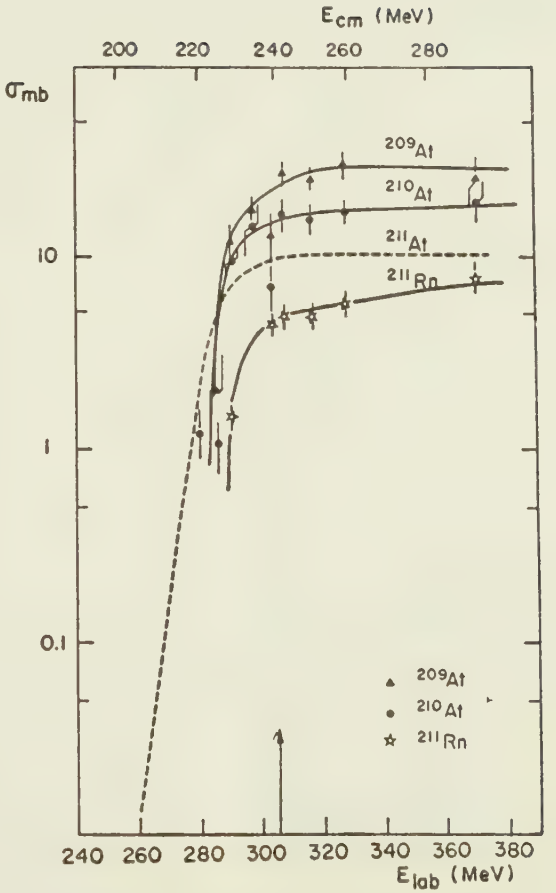


Fig. 22 : Fonctions d'Excitation des isotopes $^{209,210}At$ et ^{211}Rn formés au cours de la réaction ^{56}Fe + Bi.

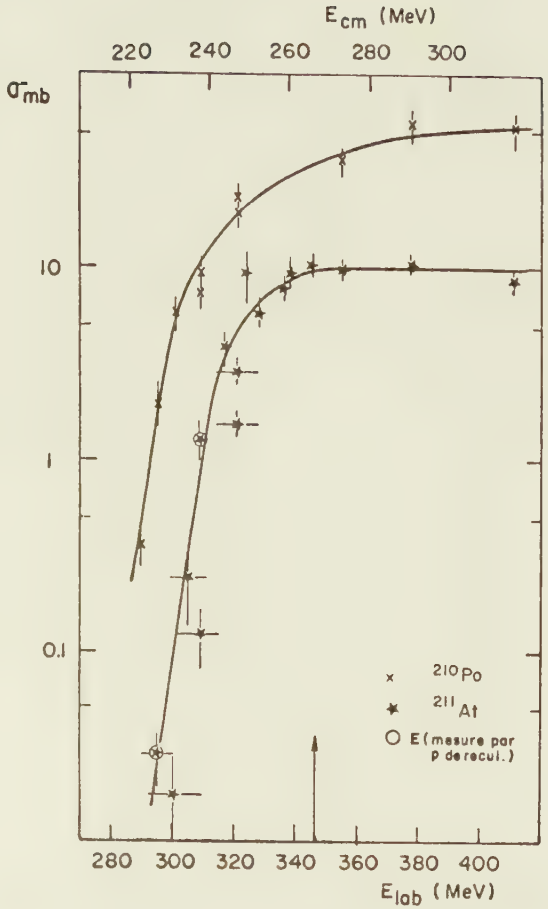


Fig. 23 : Fonctions d'Excitation de ^{210}Po et ^{211}At produits par la réaction ^{63}Cu + Bi

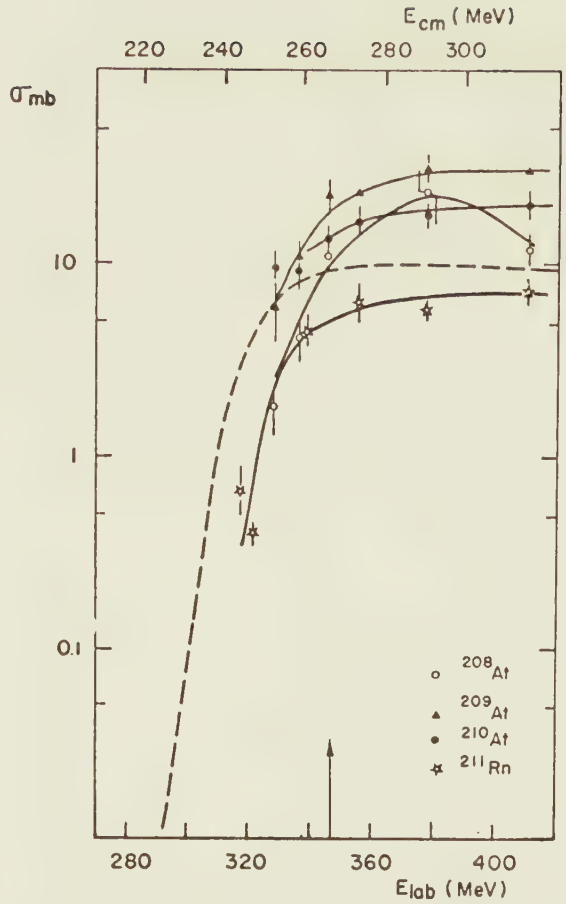


Fig. 24 : Fonctions d'Excitation des isotopes 208,209,^{210}At et ^{211}Rn formés par la réaction ^{63}Cu + Bi.

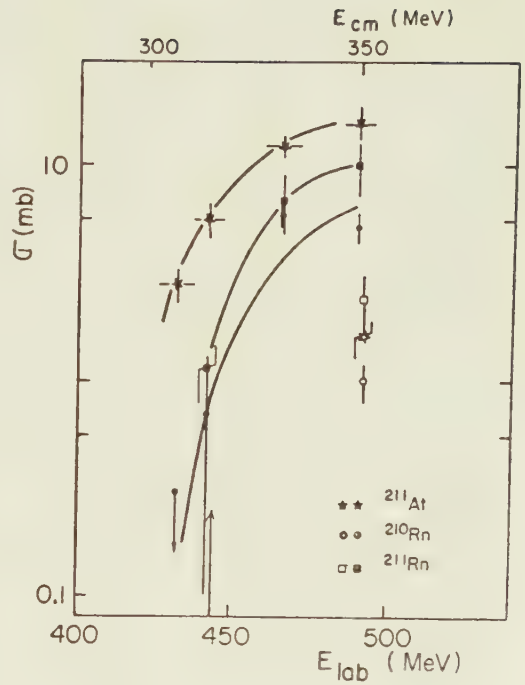


Fig. 25 : Fonctions d'Excitation de ^{211}At ; ^{211}Rn et ^{210}Rn produits par la réaction ^{84}Kr + Bi (symboles fermés) et Kr+Tl (symboles ouverts).

donnée de la valeur maximale au palier (10^{-3} par exemple). C'est cette dernière définition que nous adopterons chaque fois que la mesure expérimentale le permettra. Sinon, nous effectuerons les comparaisons sur la valeur minimale mesurée pour l'un des isotopes.

- les réactions secondaires.

Un des problèmes expérimentaux posés par la détection aux seuils de réaction de très faibles sections efficaces, concerne la contribution de réactions secondaires du type p + Bi ou α + Bi, conduisant aux isotopes ^{210}Po et ^{211}At que nous détectons. Les protons ou particules α produisant ces réactions proviennent eux-mêmes de réactions nucléaires induites dans l'aluminium constituant le support de nos cibles ou des ralentisseurs utilisés lorsque nous procédions par empilements successifs cible-collecteurs. En raison de la faible valeur de ce flux de particules légères, par rapport au flux incident, les sections efficaces de réactions secondaires sont très faibles, mais elles ne sont plus négligeables lorsque l'on cherche à mesurer des sections efficaces de transfert de quelques dizaines de microbarns. C'est ainsi que dans une première série d'irradiations, nous avions observé un palier à faible énergie dans la fonction d'excitation de l'isotope ^{211}At produit par ^{14}N+Bi pour une valeur d'environ 50μb (MAI72). Une caractéristique des noyaux issus de ce processus de formation est leur faible énergie de recul (ER $\lesssim$ 0,5MeV), ce qui permet de les séparer des produits de la réaction de transfert dont l'énergie est de l'ordre de la dizaine de MeV. En effet, les parcours de recul associés à ces deux types de réactions sont respectivement de l'ordre de 0,1 et 2mg/cm^2 de Bi, ce qui fait que 90% des produits de réactions secondaires sont retenus dans une cible de 1mg/cm^2 alors que plus de 99% des produits de transfert sont recueillis dans les collecteurs d'aluminium. Le comptage séparé de ces collecteurs permet d'éliminer la plus grande partie de ces produits "secondaires". Cette disposition nous a permis de mesurer des sections efficaces jusqu'au dixième de microbarn. A ce niveau, nous avons été confrontésau même problème provenant des quelques pour cent des produits de réactions secondaires émis hors de la cible et recueillis sur le collecteur. Une éventuelle amélioration consisterait à interposer entre cible et collecteur une feuille très mince (0,7micron) d'Aluminium qui permettrait d'arrêter ces produits résiduels sans perturber la mesure des produits de plus long parcours.

- Pollution du faisceau.

Un problème particulier concernant les fonctions d'excitation établies avec les ions Calcium comme projectile, était l'apparition d'une remontée des sections efficaces de production de l'Astate 211 au voisinage du seuil, c'est-à-dire pour des énergies nettement sous coulombiennes. L'existence de ce maximum avait alors suscité un intérêt particulier en raison de ses implications éventuelles avec l'existence d'un effet Josephson nucléaire (transfert corrélé de 2 protons) (DIE73). La mise en évidence expérimentale d'une faible pollution du faisceau de Calcium par des ions Argon a permis de rendre compte de cette évolution. Des irradiations au cours desquelles nos contrôles ont montré cette pollution était inexistante (voir méthodes expérimentales) ont donné des résultats pour lesquels aucun maximum n'apparaissait sous la barrière. La relative dispersion des valeurs expérimentales présentées sur la figure n°19 peut s'expliquer par des traces d'ions Argon dans le faisceau de calcium pour des irradiations antérieures à la mise au point de notre méthode de controle.

2. Parcours projetés.

Les courbes donnant les parcours de recul dans l'axe du faisceau en fonction de l'énergie incidente seront présentées dans le chapitre consacré à leur analyse. Les caractéristiques générales de telles courbes peuvent être décrites à partir de l'exemple du système Ca + Bi (fig.n°26). Sur ce graphique, nous avons également reporté la droite correspondant à l'évolution du parcours du noyau de recul calculée dans l'hypothèse où celui-ci est produit par noyau composé, soit avec les notations habituelles :

$$ERNC = E_1 \times \frac{M_1 M_R}{(M_1+M_2)^2}$$

M_R étant la masse de l'atome de recul. Les transformations des énergies en parcours ont été réalisées à partir des courbes expérimentales (fig. n° 11) ou des relations parcours énergie de Northcliffe et Schilling (NOR70).

Les résultats expérimentaux suivent une évolution très différente de la croissance continue traduite par l'expression ci-dessus. On peut distinguer deux régions d'énergie : pour les grandes énergies incidentes, le parcours projeté décroit lorsque cette énergie augmente. Cette allure caractéristique des réactions de transfert avait été observée par divers auteurs (ALEX61, WIL66, HUB73, HAH74). Mais pour les faibles valeurs de l'énergie incidente, on observe la variation inverse ; le parcours projeté augmente en fonction de l'énergie. On met donc ainsi en évidence la présence d'un maximum situé au voisinage de la barrière d'interaction pour ces courbes de recul projeté. Un tel maximum n'avait pas été observé jusqu'ici, sa mise en évidence nécessitant des sections efficaces de transfert sous coulombiennes suffisantes pour permettre des mesures d'activité significatives. Cet effet a également été observé pour les ions Fe et Cu.

- Explication de cette courbe.

La partie décroissante de la courbe peut s'interpréter de la façon suivante :

. Pour les énergies incidentes élevées (bien supérieures à la barrière), les transferts quasi-élastiques ne se produisent que pour des trajectoires à grand paramètre d'impact correspondant aux interactions de surface. Les faibles paramètres d'impact étant pour ces énergies associés aux processus fortement inélastiques ou à la fusion complète. Le transfert de quantité de mouvement est donc, dans ce cas, faible et inférieur à la quantité de mouvement incidente (fig. 27).

Fig. 27

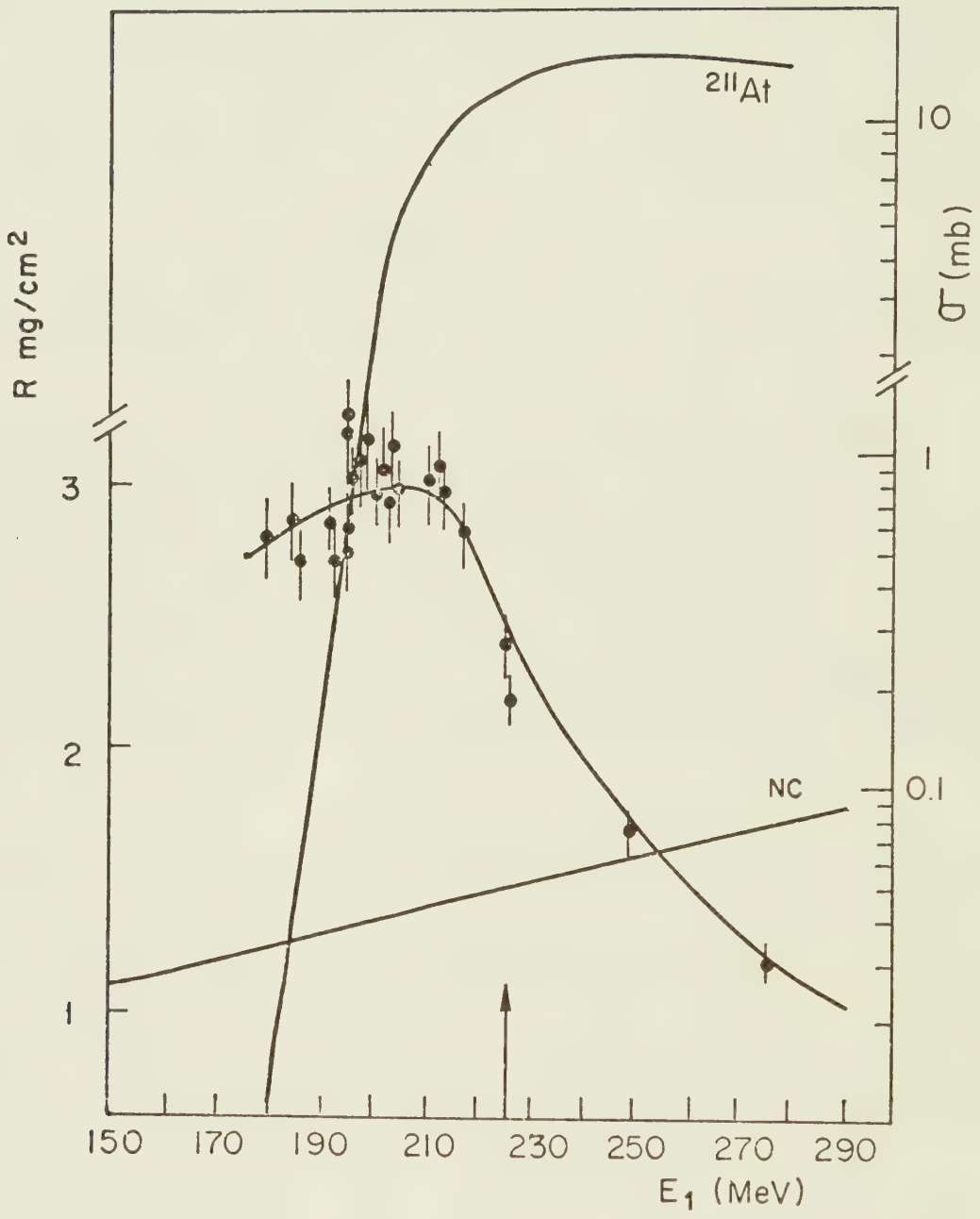


Fig. 26 : Evolution des parcours de recul projetés de ^{211}At en fonction de l'énergie du projectile pour le système ^{40}Ca + Bi. La droite NC indique le parcours correspondant au noyau composé (voir texte). La fonction d'excitation de ^{211}At est reportée sur la même figure. (trait plein). La flèche verticale indique la position de la barrière d'interaction.

. Pour des énergies plus faibles, les transferts s'effectuent sur les faibles paramètres d'impact. En effet, dans ce cas, les grands paramètres sont ouverts sur les voies de réaction par excitation coulombienne ou de diffusion élastique. Le choc tend à devenir frontal et la conservation de l'impulsion implique une forte répulsion des partenaires. A la limite du choc frontal, l'énergie du fragment lourd peut atteindre 4 fois l'énergie de recul du noyau composé (fig.28).

Fig. 28

La partie de la courbe correspondant à la croissance observée pour les énergies sous coulombiennes peut s'expliquer à partir du schéma suivant : nous venons de voir que juste au-dessus de la barrière d'interaction, l'allure générale des courbes pouvait s'interpréter à partir de transferts s'effectuant sur des trajectoires de paramètre d'impact de plus en plus petits. A partir du moment où l'on se trouve dans les conditions du choc frontal, et si l'on continue à diminuer l'énergie incidente, le transfert restera localisé sur l'axe joignant les deux noyaux, mais il s'effectuera à des interdistances de plus en plus grandes. Ceci résulte de l'incapacité pour le projectile à surmonter la répulsion coulombienne. A l'issue du transfert, la répulsion sera d'autant plus faible que les noyaux seront plus éloignés. Le parcours de recul va donc suivre la même évolution que l'énergie incidente (croissance simultanée). Dans cette hypothèse, le maximum de la distribution devrait correspondre à l'approche maximale des noyaux pour le choc frontal (distance minimum d'approche). Ceci a deux conséquences :

- Le transfert a lieu au point de rebroussement avec une vitesse relative des deux noyaux nulle.
- Cette position de courbe met en évidence la possibilité d'observation de transfert pour des interdistances élevées, avec des recouvrements de matière faibles. Nous verrons plus loin que cela suppose des conditions énergétiques très favorables.

Les calculs numériques relatifs à ces courbes de parcours projetés seront développés au cours du chapitre IV.

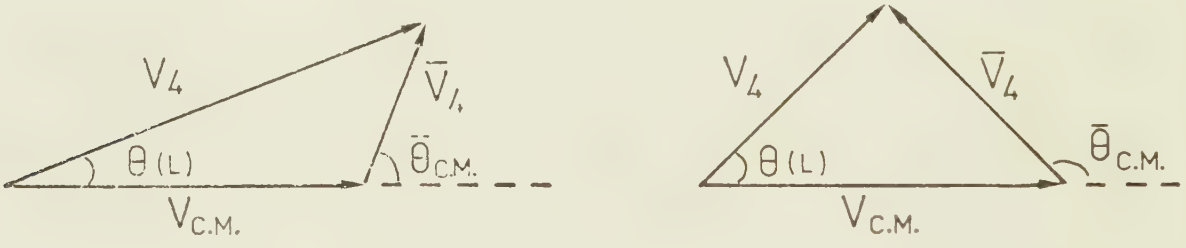
3. Distributions angulaires.

Les distributions angulaires dans le système de référence du laboratoire (L) sont présentées sur les figures (29 à 39). Nous avons adopté la représentation en $d\sigma/d\theta$ (mb.$d^{\circ -1}$), les sections efficaces étant reportées en échelle logarithmique. Ces distributions une fois transformées dans le centre de masse seront étudiées plus en détail au chapitre IV.

Cette transformation dans le système du centre de masse (C,M.) nécessite la connaissance de l'énergie cinétique du produit de réaction pour chaque angle θ(L), Elle revêt une importance encore plus grande que lorsque le noyau observé est le produit léger de la réaction. En effet, dans ce cas, la vitesse du centre de masse est souvent faible par rapport à celle de l'ion léger émis, et la transformation dans le système C.M. n'a pour effet que de rabattre légèrement les distributions angulaires observées vers l'arrière. Si comme dans notre cas, la vitesse du noyau observé est de l'ordre de celle du centre de masse, nous pourrons nous trouver, selon l'orientation relative des 2 vecteurs vitesse, dans les deux cas limites suivants :

. les deux vecteurs vitesse sont pratiquement colinéaires. (sch -a-). Alors, la distribution angulaire (CM) sera le reflet de la distribution angulaire (L).

. Si par contre, les deux vecteurs vitesse sont orthogonaux (sch -b-). la distribution angulaire Labo sera l'équivalent de la distribution en énergie (CM).



Dans le premier cas, une variation angulaire du vecteur $\vec{V}_4$ entraine la variation angulaire correspondante du vecteur $\vec{V}_4$. Dans le second cas, un changement d'angle sur $\vec{V}_4$ va se traduire par une variation du module de $|\vec{V}_4|$ l'angle CM restant pratiquement inchangé.

Ces deux types de variation seront rencontrés suivant la valeur de l'énergie incidente.

Distribution angulaire des énergies de recul.

Cette information est essentielle pour la transformation dans le système du centre de masse, mais aussi lorsque nous effectuerons les calculs cinématiques déterminant les divers types de transferts aboutissant aux isotopes étudiés.

Les tableaux numériques sont reportés en appendice, les valeurs de parcours, et leur traduction en énergie de recul ainsi que les valeurs du paramètre de fluctuation de parcours ρ_E traduisant les largeurs des distributions (cf.méthodes expérimentales) sont indiquées dans ces tableaux.

PRESENTATION

DES

DISTRIBUTIONS ANGULAIRES

Les voies de production les plus probables résultant de l'analyse du chapitre III sont indiquées sur les figures.

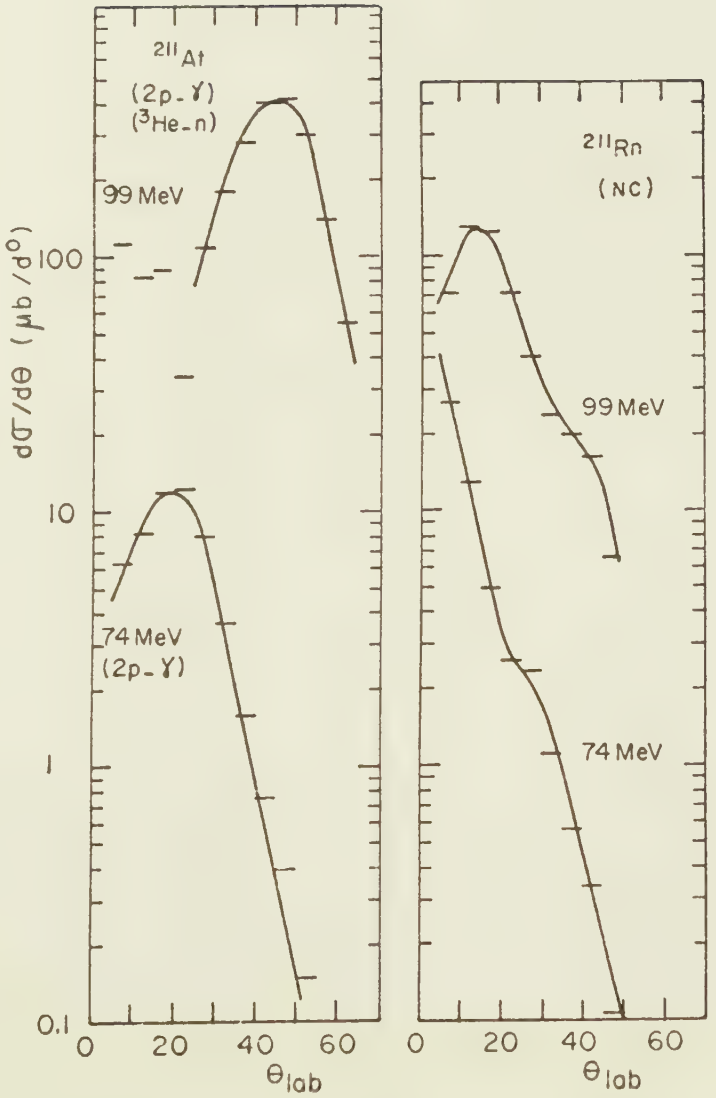


Fig. 29 et 30 : Distributions angulaires à 74 et 99 MeV pour les isotopes ^{211}At et ^{211}Rn produits par ^{14}N + Bi.

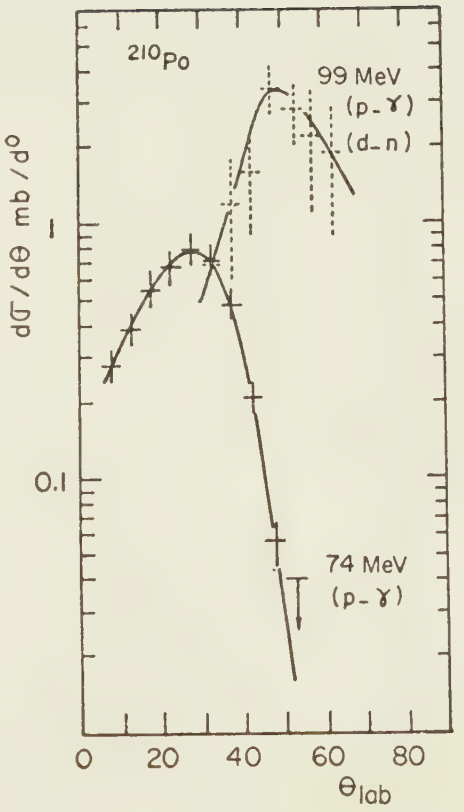


Fig. 31 : Distributions angulaires à 74 et 99 MeV pour l'isotope ^{210}Po produit par ^{14}N + Bi.

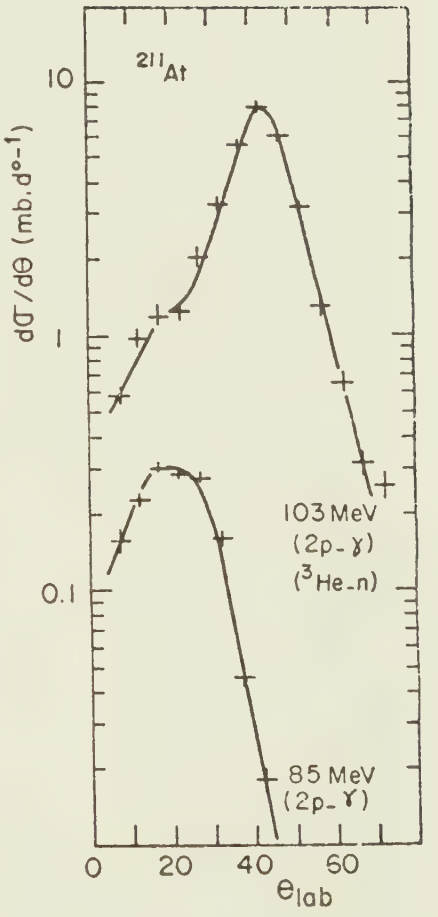


Fig. 32 : Distributions angulaires à 85 et 103 MeV pour l'isotope ^{211}At produit par ^{16}O + Bi.

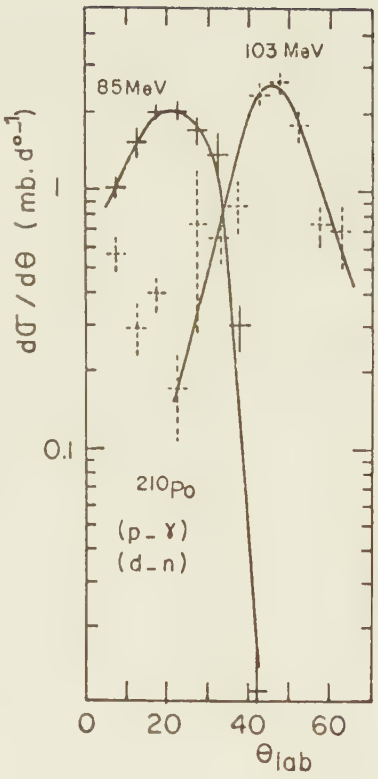


Fig. 33 : Distributions angulaires de ^{210}Po obtenues à 85 et 103 MeV pour le système ^{16}O + Bi.

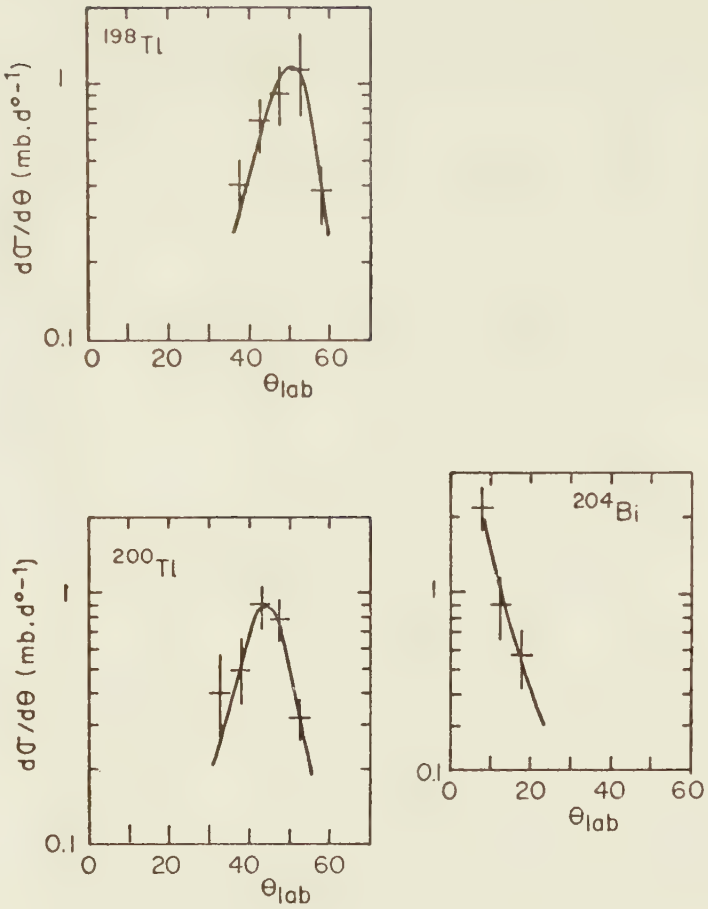


Fig. 34 : Distributions angulaires des isotopes ^{198}Tl, ^{200}Tl et ^{204}Bi obtenus pour le système ^{16}O + Au à 112 MeV.

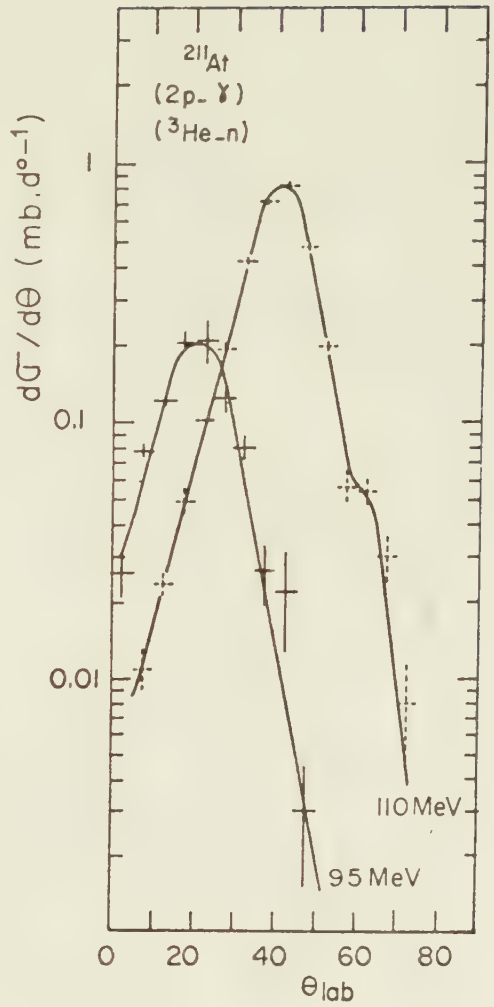


Fig. 35 : Distributions angulaires à 95 et 110 MeV pour l'isotope ^{211}At produit par ^{19}F + Bi.

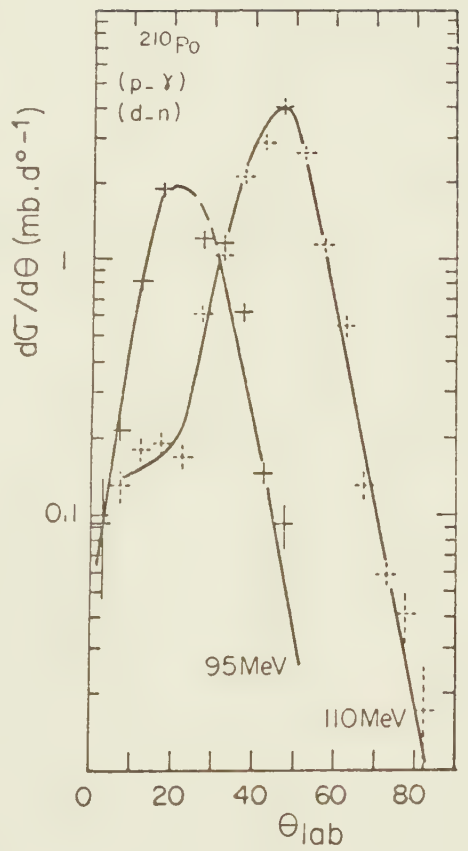


Fig. 36 : Distributions angulaires à 95 et 110 MeV pour l'isotope ^{210}Po produit par ^{19}F + Bi.

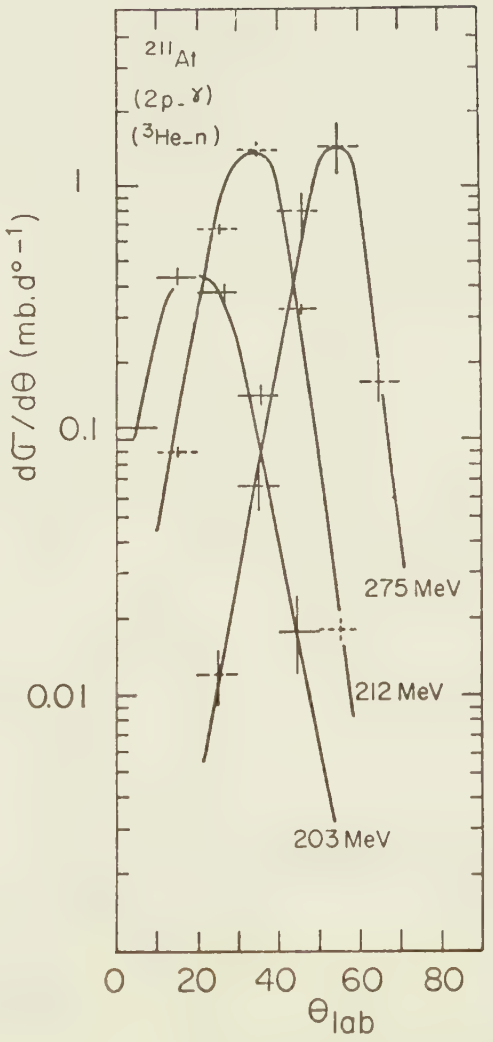


Fig. 37 : Distributions angulaires à 203, 212 et 275 MeV pour l'isotope ^{211}At produit par ^{40}Ar + Bi.

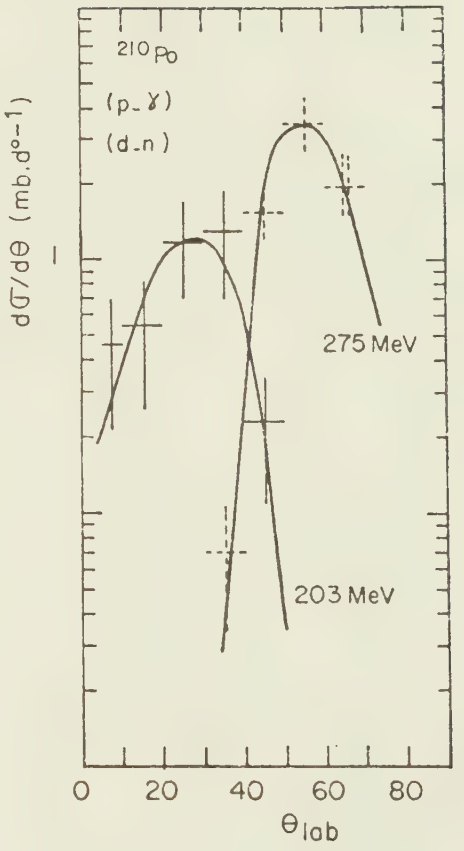
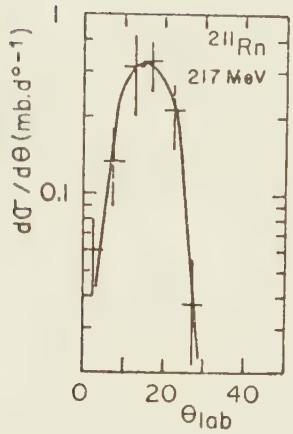
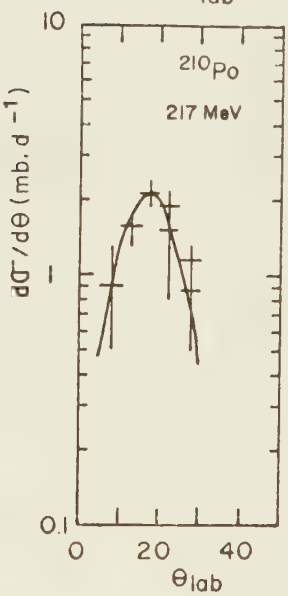


Fig. 38 : Distributions angulaires à 203 et 275 MeV pour l'isotope ^{210}Po produit par ^{40}Ar + Bi.

Fig. 39 : Distributions angulaires des isotopes ^{211}At, ^{211}Rn et ^{210}Po produit par la réaction ^{40}Ca + Bi à 217 MeV.





CHAPITRE III - ANALYSE DES VOIES DE PRODUCTION DES ISOTOPES ETUDIES.

Bien que la technique utilisée permette l'identification exacte (Z et A) du noyau résiduel, cela ne suffit pas à déterminer sans ambiguïté la réaction nucléaire qui lui a donné naissance. En effet, la détection des produits lourds de réaction est effectuée plusieurs minutes après la fin de l'irradiation, de plus, nous n'avons aucun renseignement sur les produits de réaction intermédiaires, les isotopes observés peuvent donc résulter de l'un des processus énumérés ci-dessous :

- Voies de production directe.

. Production directe par transfert du niveau fondamental de la cible au niveau fondamental de l'isotope observé.

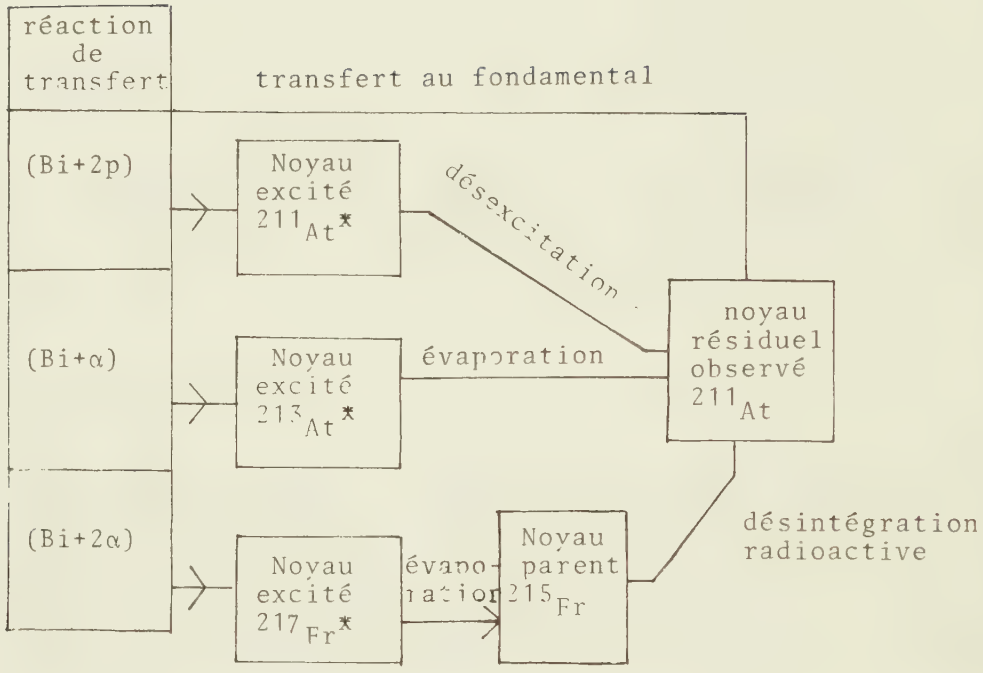
. Transfert vers un niveau excité du même isotope, suivi d'une désexcitation γ.

. Transfert aboutissant à un noyau excité plus lourd (noyau intermédiaire) suivi d'une évaporation de particules.

- Production par filiation radioactive.

. Réaction nucléaire produisant un noyau résiduel radioactif (noyau parent) à vie courte dont la désintégration conduit à l'isotope mesuré.

L'ensemble de ces possibilités est présentée sur le schéma suivant, reproduisant quelques unes des voies de production de ^{211}At à partir d'une cible de Bismuth.



La détermination des modes de formation des isotopes observés se fera en considérant l'ensemble des voies de production possibles, puis en opérant entre elles une sélection à partir d'un certain nombre de critères, selon une méthode décrite plus loin.

A. *VOIES DE PRODUCTION DES NUCLEIDES OBSERVES.*

1. Production du Polonium 210.

Le Polonium 210 correspond au gain net d'un proton par la cible. Toutes les autres voies directes que l'on peut imaginer pour sa production ne sont que des variantes de ce transfert où l'on associe au proton transferé une ou plusieurs particules qui seront ensuite évaporées pour redonner le noyau final (transfert de deuton (pn-n) ; d'un hélium 3 (2pn-pn) etc...).

Les voies de filiation sont beaucoup plus variées. Le Polonium 210 est en filiation directe avec deux noyaux : l'Astate 210 accumulant le ^{210}Po par capture électronique et le Bismuth 210 qui conduit au Polonium par émission β^-. Ces deux noyaux peuvent être mesurés séparément. Le premier par sa radioactivité gamma spécifique, le second à partir d'une extraction chimique selon la méthode indiquée au paragraphe II.1 des méthodes expérimentales. Il est à remarquer que pratiquement, seul le niveau fondamental du ^{210}Bi peut conduire au Polonium 210 ; en effet, ce noyau possède un isomère de faible énergie d'excitation (268keV) et de période radioactive très longue (3×10^6ans) donc inobservable. Ceci peut expliquer les faibles sections efficaces de formation du ^{210}Po à partir du ^{210}Bi, seuls les noyaux "froids" de ^{210}Bi contribuent à cette production par filiation.

Les autres voies de filiations résultent d'un transfert d'agrégats aboutissant après une phase d'évaporation de neutrons à des noyaux instables pour l'émission alpha, et qui retombent sur le noyau étudié par une ou plusieurs désintégrations radioactives (voir tableau n°6).

2. Production des isotopes d'Astate et de Radon.

Seules les voies de production de l'isotope ^{211}At seront étudiées. Les autres isotopes 210, 209, 208 et 207 proviennent de voies de production parallèles, obtenues en majorant de 1,2,3 ou 4neutrons supplémentaires les processus d'évaporation intervenant sur les différents noyaux excités intermédiaires (*).

Les voies directes pour la formation de l'Astate 211 se réduisent au transfert global de 2 charges soit : (2p-γ) ; (2pn-n) ou (2p2n-2n) si on néglige l'évaporation de protons (3p-p).

L'isotope Astate 211 peut être accumulé à partir du Radon 211 (c.e). Les voies de filiation passant par cet isotope peuvent néammoins être facilement éliminées à partir de la décomposition des courbes de décroissance radioactive, les périodesde désintégration des 2 noyaux en filiation étant suffisamment distinctespour permettre l'évaluation séparée des 2 contributions (^{211}At T=7,24h; ^{211}Rn T= 14,6h).

Les autres voies de filiation correspondent comme dans le cas du ^{210}Po, à des transferts d'agrégats suivis de chaines de décroissance alpha.

Le Radon 211 est accessible directement par transfert de 3 charges (3p-n) ; (3p3n-4n) ; (3p4n-5 n). Les seules voies de filiations ouvertes correspondent à des transferts d'agrégats vers des noyaux émetteurs alpha.

Le tableau n° 6 résume les voies de production des isotopes étudiés. Les voies de production directe et les filiations sont présentées séparément. Dans ce cas, le noyau parent est indiqué ainsi que la chaine de noyaux intermédiaires. Les caractéristiques radioactives de tous ces noyaux sont connues. Chacune des voies peut être définie sans ambiguïté.

Le second stade de l'analyse va consister à attribuer à chacun des isotopes observés une ou plusieurs voies de production, si possible avec leur probabilité relative. Pour cela, nous procéderons par éliminations successives à partir de l'ensemble des possibilités présentées ci-dessus, ceci nécessite la comparaison des informations expérimentales avec un certain nombre de critères de sélection que nous allons énumérer :

---

*En toute rigueur, il faudrait également examiner des transferts plus complexes faisant intervenir un échange de nucléons dans les deux sens : par exemple, pour la production de ^{210}At, 2 protons étant captés par la cible et un neutron par le projectile. Nous pensons que la complexité de ces processus les rend improbables dans la gamme d'énergie que nous avons étudiée et pour les ions légers (A≤20). Par contre, il n'est pas évident qu'ils soient exclus pour des noyaux plus lourds. Ils pourraient expliquer la montée des fonctions d'excitation des isotopes ^{209,210}At dès la barrière coulombienne (voir Ar, Ca, Fe).

tableau n° 6

Isotope observé	(Nucléons transférés - nucléons évaporés)	Noyau parent	filiations	références
^{210}Po	p - γ pn - n 2p - p 2pn - pn 2p2n - p2n	production directe		
	^{6}Li - n ^{10}B - n ^{11}B - 2n ^{14}N - n	^{214}Rn ^{218}Ra ^{222}Th	α 0,27μsec α 14μs → ^{214}Rn α 2,8msec → ^{218}Ra	VAL 70 VAL 70 VAL 70
^{211}At	2p - γ 2pn - n 2p2n - 2n	production directe		
	^{7}Be - n ^{8}Be - 2n ^{9}Be - 3n ^{11}C - n ^{12}C - 2n ^{13}C - 3n ^{16}O - 2n	^{215}Fr ^{219}Ac ^{223}Pa	α 0,12μsec α 7μsec → ^{215}Fr α6,5msec →^{219}Ac	NOM 73 BOR 70 BOR 70
^{211}Rn	3p - n 3pn - 2n 3p2n - 3n ^{6}Li - 4n	production directe		
	^{9}B - 3n ^{10}B - 4n ^{14}N - 4n	^{215}Ra ^{219}Th	α1,6msec α1μsec → ^{215}Ra	GRI 72 HAU 73

Voies de production des isotopes étudiés.

1) Nous avons vu que l'Astate 211 en accumulation avec le Radon 211 pouvait être évalué par une décomposition graphique des courbes de décroissance radioactive. Cette décomposition permet d'accéder aux sections efficaces de l'Astate 211 seul, (7,2 h) et d'éliminer les voies de filiation passant par le Radon. Plus généralement, l'observation des courbes de décroissance radioactive peut être utilisée pour éliminer les filiations passant par des isotopes à vie longue.

2) On pourra trancher entre les deux processus de formation : Noyau composé ou transfert, en comparant l'énergie de recul expérimentale avec celle que l'on peut calculer pour le même isotope produit par noyau composé. Cette analyse pourra être confirmée par l'allure générale de la fonction d'excitation et de la courbe représentant l'évolution du parcours projeté en fonction de l'énergie de l'ion incident.

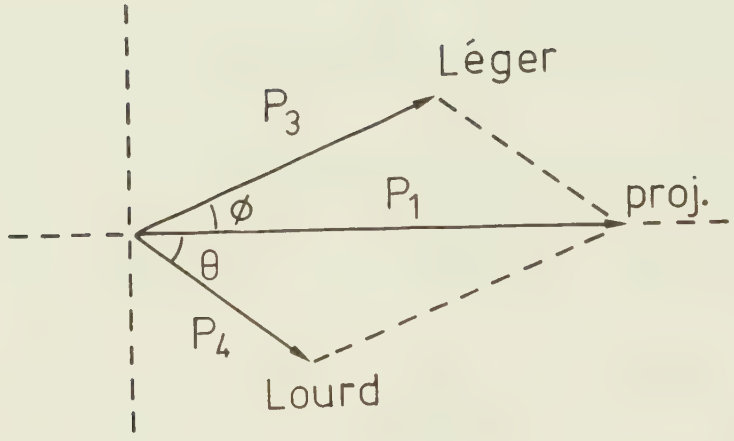
Une étude cinématique de cette dernière courbe peut être réalisée à partir d'un calcul de diffusion quasi élastique en deux étapes. Un tel modèle a été initié par Strudler (STR67) puis utilisé avec profit par de nombreux auteurs (WIL72, HUB73, HAH74, HUB74) pour déterminer des processus réactionnels. L'inconvénient d'un tel modèle est de dépendre étroitement d'une paramétrisation en ro (paramétrisation de la distance correspondant à la trajectoire la plus probable pour une énergie donnée Rmin = ro $(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$. En l'absence d'une information extérieure supplémentaire sur ce paramètre, il devient difficile de séparer la contribution de mécanismes voisins (par exemple entre un transfert de 2p et un transfert 2p2n (α)), notamment dans le cas où les masses des partenaires de la collision sont grandes par rapport à la masse des nucléons transférés, ce qui est la caractéristique de nos systèmes.

3) L'observation des mêmes réactions nucléaires produites dans des cibles différentes peut permettre de lever certaines ambiguïtés dues à l'existence d'isotopes parents à vie courte dans le système (ion lourd+Bismuth).

Nous avons utilisé dans ce but, des cibles d'Or (cf Réactions induites par ^{12}C) et de Thallium.

4) Une analyse cinématique peut être faite à partir des parcours de recul mesurés à chaque angle dans le système du laboratoire ou des distributions en énergie dans le système du centre de masse.

a. Pour les ions C, N, O, F, Ar et Ca, nous disposons de mesures expérimentales concernant les distributions angulaires et les distributions des énergies de recul à chaque angle. Ces données nous permettent une étude cinématique complète dans le système du laboratoire. Considérons le schéma :



La conservation de l'impulsion et de l'énergie conduit aux équations :

$$E_1 = E_3 + E_4 - Q_{gg} + E^*$$

$$P_1 = P_3 \cos\phi + P_4 \cos\theta$$

$$P_3 \sin\phi = P_4 \sin\theta \qquad \text{(voir notations)}$$

E^* est l'énergie d'excitation totale du système (lourd+léger)
Q_{gg} représente le bilan des masses pour le système dans la voie d'entrée
Les quantités E_1, P_1, E_4, P_4 et θ sont connues expérimentalement.

Q_{gg} peut être calculé si on suppose un mécanisme de réaction.

Nous disposons dès lors, de suffisamment de données pour calculer P_3, ϕ et E^*,

soit :

$$E^* = \frac{1}{M_3}\left[E_1(M_3-M_1) - E_4(M_3+M_4) + 2(M_1M_4E_1E_4)^{1/2}\cos\theta\right] + Q_{gg} \qquad (3)$$

C'est la comparaison de cette énergie d'excitation calculée, avec celle du noyau intermédiaire, qui va servir de test de validité pour le mécanisme proposé.

- Evaluation de l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire :

L'observation de l'isotope $^{Z+N}_{Z}X$ implique que son énergie d'excitation reste inférieure à l'énergie de liaison de son dernier neutron, sinon ce neutron serait évaporé et l'isotope ne serait plus détecté. Nous disposons ainsi d'une borne supérieure pour l'énergie d'excitation,

dans le cas où c'est ce noyau qui est produit directement, la borne d'énergie d'excitation inférieure sera zéro.

Si l'isotope observé résulte d'une chaine d'évaporation de n particules, les bornes d'énergie d'excitation deviennent :

E^*_{min} = somme des énergies de liaison de n particules évaporées + somme des énergies cinétiques emportées par ces particules.

E^*_{max} = (somme des énergies de liaison des n particules + 1) + somme des énergies cinétiques de ces (n+1) particules.

Dans le cas où nous n'avons que des évaporations de neutrons, nous avons déduit de résultats expérimentaux (ALE00) une relation empirique applicable aux isotopes que nous avons étudiés :

$$E^*_{min} = \sum_{n=1}^{x} Bn + 1.7\ x$$

Bn = énergie de liaison du ne neutron.
x = nb de neutrons évaporés.

et $$E^*_{max} = \sum_{n=1}^{x+1} Bn + 1.7\ (x+1)$$

Si l'énergie d'excitation calculée est inférieure à E^*min, la voie de réaction correspondante est énergétiquement exclue. Si E^* calculée est supérieure à E^*max, il faut supposer, pour admettre cette voie comme possible, que l'excédent d'énergie se retrouve sur le fragment léger de la réaction. Dans le cas où cet excédent est trop important ($E^* \gtrsim 20MeV$) le mécanisme devient très peu probable et il est mentionné comme tel dans nos résultats.

b. Une autre façon d'aborder la détermination des mécanismes consiste à effectuer une étude cinématique équivalente mais en partant des grandeurs exprimées cette fois dans le système du centre de masse. Le principe reste le même, à partir de la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (cette fois dans le système C.M.), on calcule la bande d'énergie cinétique C.M. du produit lourd correspondant aux deux bornes d'énergie d'excitation déterminées selon la méthode précédente. La suite des calculs est la suivante :

Conservation de l'énergie : $\bar{E} = \bar{E}_3 + \bar{E}_4 + E^* - Q_{gg}$

soit $\bar{E}_4 = E_1 \frac{M_2}{M_1 + M_2} + Q_{gg} - \bar{E}_3 - E^*$

Conservation de la quantité de mouvement : $M_3\vec{V}_3 = -M_4\vec{V}_4$

Soit $\bar{E}_3 = \frac{M4}{M3}\ \bar{E}_4$

d'où $\bar{E}_4 = (E_1 \cdot \frac{M_2}{M_1+M_2} + Qgg - E^*)\frac{M_3}{M_3+M_4}$ (4)

avec $\bar{E}_4min$ correspondant à E^*max et $\bar{E}_4max$ à E^*min

Cette bande d'énergie cinétique peut être comparée au spectre expérimental de la distribution en énergie C.M du fragment lourd de la réaction. Une façon de visualiser ces résultats consiste à reporter sur le diagramme tridimentionnel ($\bar{E}$,$\bar{\theta}$,$d^2\sigma/d\bar{\theta}d\bar{E}$) (diagramme de type Wilczynski (WIL73)) la position de la bande d'énergie cinétique calculée. La validité de la réaction sera établie par le recoupement de cette zone d'énergie avec les maxima d'activité du diagramme expérimental.

Ces critères de sélection peuvent désormais être appliqués à l'ensemble des voies de production aboutissant aux isotopes étudiés. Etant donné le nombre important de mécanismes envisageables ainsi que le nombre des systèmes proposés, il nous a paru préférable de limiter cet exposé à l'étude détaillée d'un système, pour lequel la suite des calculs et tests de validité des mécanismes sera particulièrement développée. Pour les autres systèmes, et afin d'éviter des redites fastidieuses, nous ne soulignerons que les résultats principaux (résultats des calculs de mécanismes et conclusions) étant entendu que les méthodes de comparaison et de sélection sont les mêmes pour tous les systèmes. L'existence de cas particuliers sera éventuellement mentionnée et présentée comme telle au cours de l'exposé.

Nous avons choisi comme exemple, le système ^{12}C+Bi qui a fait l'objet d'une étude très complète (BIM72) en raison du grand nombre des mécanismes mis en jeu dans la production des isotopes étudiés. Cette étude va nous permettre de mettre en application l'ensemble des critères énumérés précédemment.

B. REACTIONS INDUITES PAR LE CARBONE.

1. Production de ^{210}Po.

Les mesures d'activité alpha provenant du ^{210}Po étaient réalisées plusieurs jours après la fin de l'irradiation. De la somme ^{210}At + ^{210}Po + ^{210}Bi ainsi mesurée, nous avons soustrait les contributions de ^{210}At et ^{210}Bi qui étaient évaluées séparément (voir plus haut). Les sections efficaces de formation du ^{210}Bi, dans le cas où le projectile était un ion de carbone, se sont toujours révélées inférieures à 2 % de l'activité totale, correspondant à la somme des trois isotopes. Cette contribution sera négligée dans l'interprétation des distributions angulaires qui va suivre.

Le seuil de production de l'isotope ^{210}Po seul tel qu'il apparait à la lecture du tableau n° 13 (appendice) semble situé aux environs de 65MeV (L), peu au-dessus de la barrière d'interaction (63MeV(L)). Trois distributions angulaires ont été mesurées à 73 , 77 et 89 MeV, soit : 1,16B; 1,22B et 1,41B, B désignant l'énergie de la barrière d'interaction. Toutes trois présentent un maximum prononcé pour un angle dont la valeur augmente avec l'énergie de l'ion incident. La largeur à mi-hauteur de ces distributions est voisine de 20° (fig.40). A 89MeV, on peut observer un deuxième pic aux faibles angles (27°). Si l'on compare cette courbe à la distribution de ^{210}At obtenue à la même énergie (fig. 41) on s'aperçoit que cet angle correspond à un minimum de la distribution angulaire de cet isotope. Cela permet d'écarter l'hypothèse d'une soustraction incomplète de la contribution ^{210}At lors de la décomposition de la distribution ^{210}Po. En effet, même dans le cas où une erreur de 50% aurait été commise sur l'évaluation de la section efficace de ^{210}At, sa soustraction de la courbe somme ^{210}At+^{210}Po conduirait encore à l'observation d'une section efficace différentielle

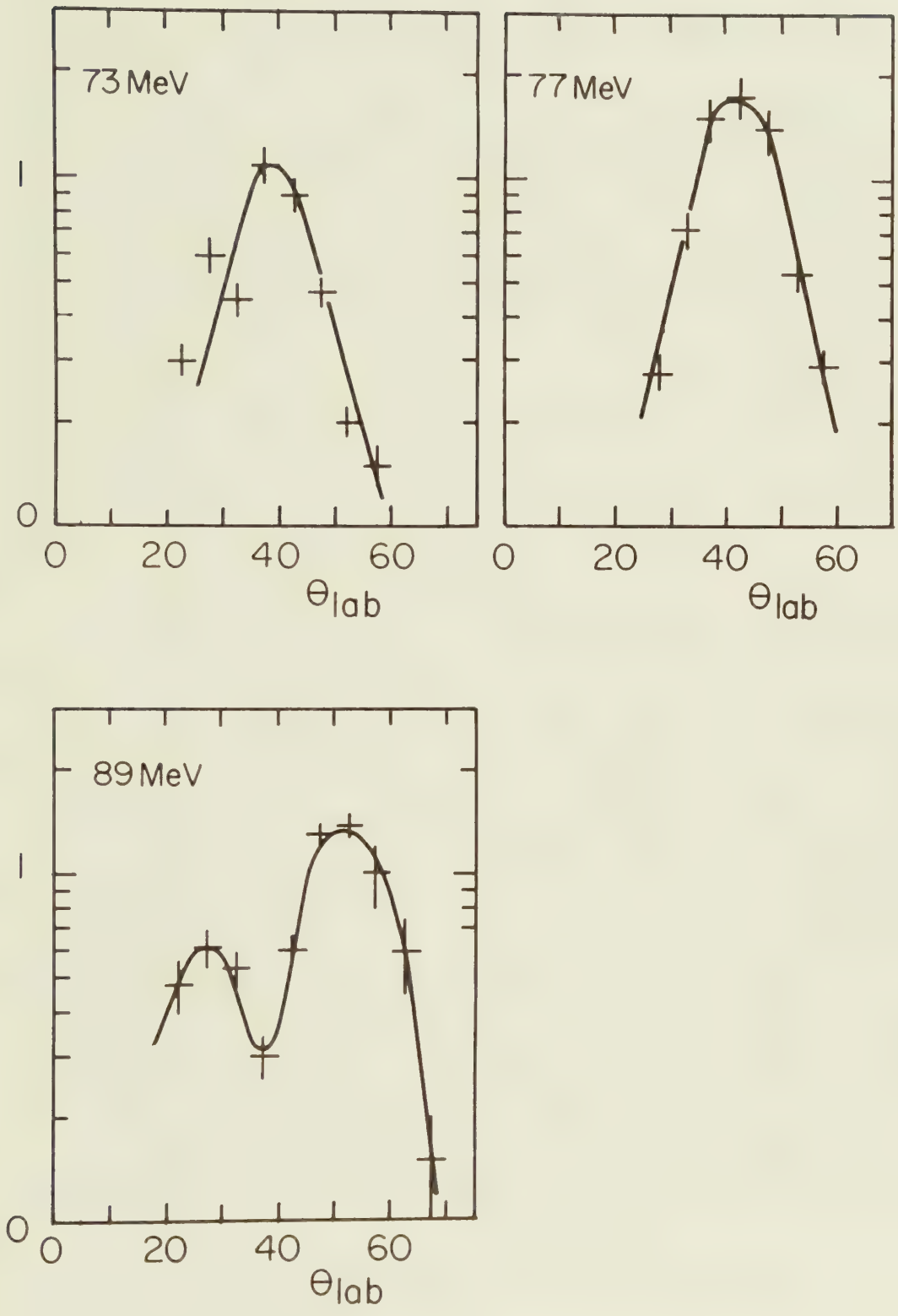


Fig. 40 : Distributions angulaires à 73,77 et 89 MeV pour l'isotope ^{210}Po produit par ^{12}C + Bi.

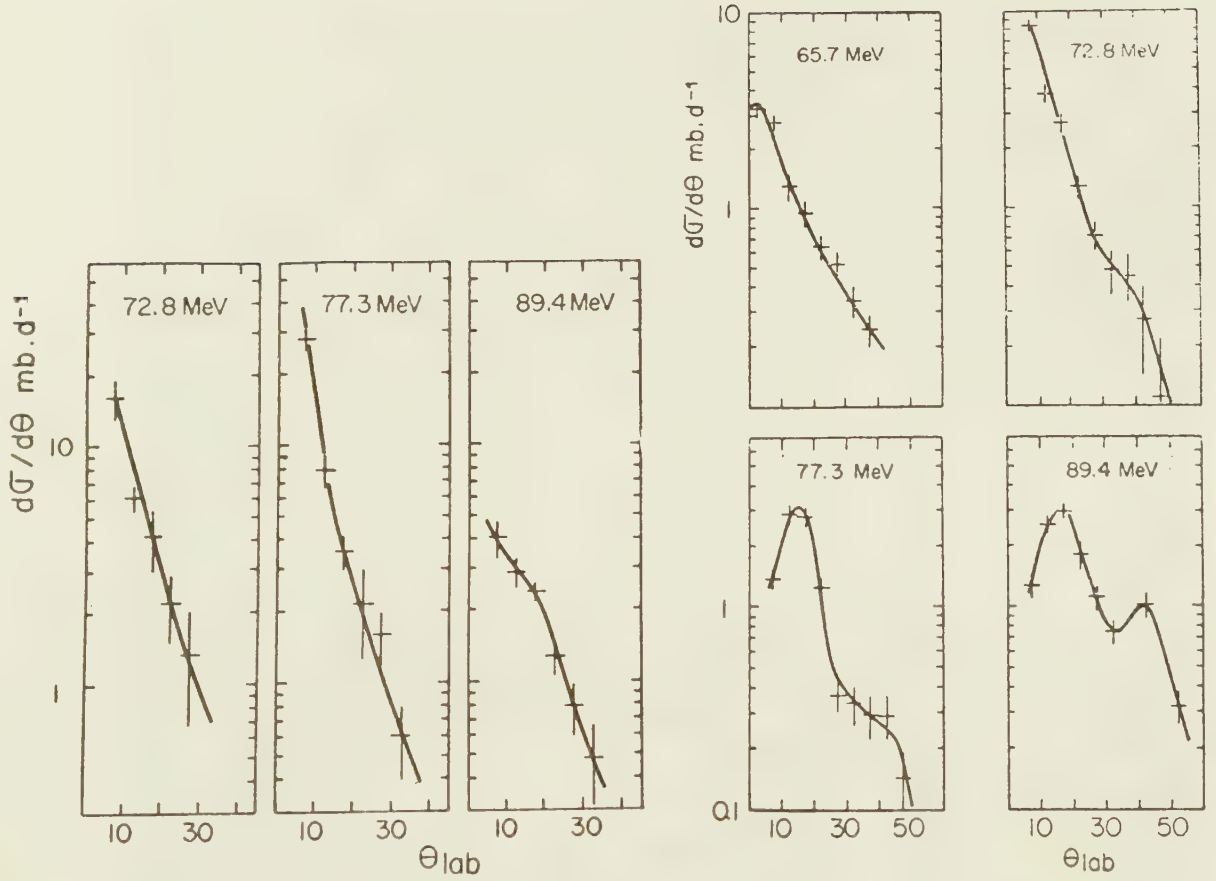


Fig. 41 : Distributions angulaires à 66, 73, 77 et 89 MeV pour l'isotope ^{210}At et à 73, 77, et 89 MeV pour ^{209}At, produits par ^{12}C et Bi.

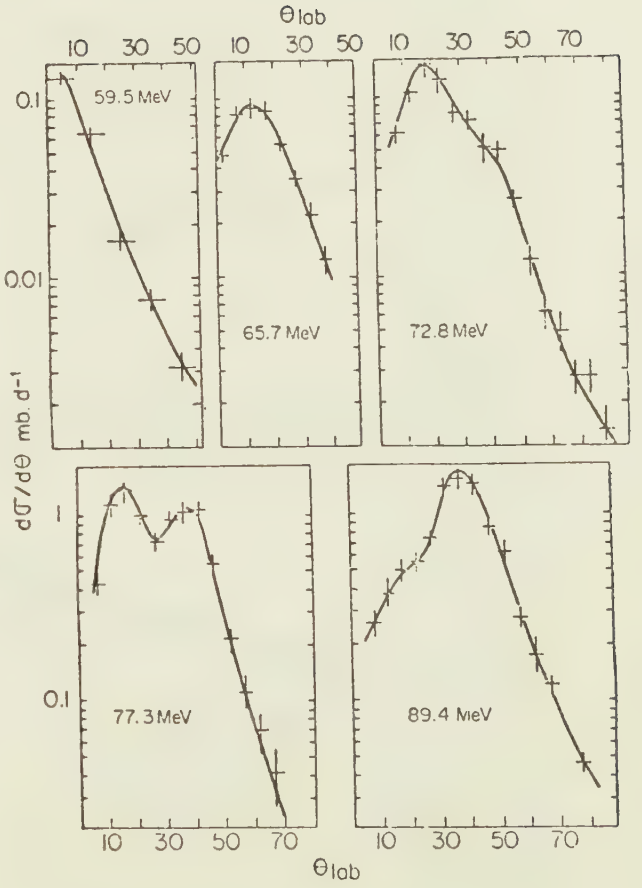


Fig. 42 : Distributions angulaires à 60, 66, 75, 77 et 89 MeV pour l'isotope ^{211}At produit par ^{12}C + Bi.

de l'ordre de 0,3mb $d°^{-1}$ pour l'angle du maximum de la distribution, ce qui même dans cette hypothèse extrême, laisserait apparaître une remontée des sections efficaces de ^{210}Po pour cet angle.

Pour chacune de ces distributions angulaires, nous avons mesuré les parcours de recul à chaque angle. Une analyse cinématique dans le système de référence du laboratoire a donc pu être réalisée. Les résultats figurent dans le tableau 7 qui regroupe l'ensemble des calculs cinématiques que nous serons amenés à effectuer sur les différents systèmes. Les conclusions sont les suivantes : quelle que soit l'énergie, la principale contribution est attribuable au transfert d'un proton (p-γ). Dans tous les autres cas, on observe un déficit d'énergie rendant la réaction impossible. A 89MeV, le maximum situé à 27° peut s'interpréter par un transfert de Lithium 6 suivi de l'évaporation d'un neutron (^{6}Li-n). Le noyau de Radon 214 ainsi obtenu conduit par filiation alpha au polonium observé. Cette cassure du ^{12}C en deux lithiums a déjà été observée par J. Galin (GAL70). L'évaluation du ^{6}Li résiduel dans l'interaction ^{12}C+Ag correspondait à une section efficace de 2,2mb à 86MeV (2,1B). L'intégration de notre distribution angulaire pour la zone attribuée à ce type de réaction conduit à une section efficace de 1,7mb. Les ordres de grandeur sont donc comparables. La différence à la fois sur l'énergie et sur la nature de la cible ne permet pas de pousser plus loin la comparaison.

2. Production de $^{209,210,211}At$.

La contribution du Radon 211 est absente de toutes les décroissances observées pour l'Astate 211, par conséquent, nous pouvons éliminer les voies de réaction passant par cet isotope.

Les distributions angulaires mesurées pour les différents isotopes d'Astate sont présentées sur les figures 41 et 42 . Leur évolution avec l'énergie du projectile est identique. Aux faibles énergies incidentes, la distribution est fortement piquée vers les angles avant (0°Labo), au fur et à mesure que l'on augmente l'énergie du projectile, on voit apparaître un maximum vers 17°(L), puis ce maximum s'estompe pour faire place à un second pic situé vers 40°(L). Cette évolution continue semble indiquer la contribution progressive de plusieurs voies de réaction. On peut, de plus, remarquer que des formes similaires de distribution angulaire des trois isotopes sont obtenues pour des énergies incidentes différentes. On peut, par exemple, comparer la distribution angulaire de ^{209}At mesurée à 89MeV avec celle de ^{210}At à 73MeV, ou celle de ^{210}At à 89 MeV avec celle de ^{211}At à 77 MeV. Cette évolution confirme bien l'existence de voies de productions parallèles pour les 3 isotopes concernés ; le décalage en énergie observé correspond grossièrement à l'énergie nécessaire pour l'évaporation d'un neutron supplémentaire au cours des processus d'évaporation (10 à 15MeV).

Pour chacune des distributions, nous avons mesuré les parcours de reculs correspondant à chacun des angles. L'étude cinématique complète est donc possible. L'analyse de ces distributions se fera en 3 parties, en fonction de l'angle θ(L).

. Une zone $\theta(L) < 10°$

. Une zone $30° < \theta(L) < 50°$

. Une zone $\theta(L) \simeq 17°$

1. Voies de production correspondant à $\theta(L)<10°$.

La présence simultanée d'un maximum dans la fonction d'excitation de ^{210}At et ^{209}At , fig. n° 46 , d'une distribution angulaire fortement piquée vers les faibles angles , ainsi qu'une mesure d'énergie de recul donnant un rapport ER/ERNC voisin de 1, sont des arguments suffisants pour conclure à la formation d'un noyau composé, conduisant aux deux isotopes à l'issue d'une chaine de désexcitation. Les réactions sont donc dans ce cas : (^{12}C-3n) et (^{12}C-4n).

En ce qui concerne l'isotope ^{211}At, l'énergie de recul mesurée à 66MeV donne déjà un rapport ER/ERNC=1,4. A 59,5MeV, nous ne disposons pas de cette mesure d'énergie de recul. Néammoins, par analogie avec les autres distributions et au vu de la distribution angulaire à cette énergie incidente, il est raisonnable de penser à un mécanisme de type (^{12}C-2n) cédant rapidement la place au processus responsable du maximum observé à 17°.

2. Voies de production associées à $30°<\theta(L)<50°$.

L'analyse cinématique présentée dans le tableau 7 conduit aux conclusions suivantes : seul un transfert de 2 charges peut rendre compte du pic observé vers 40° dans les distributions angulaires (L). A 77MeV et pour ^{211}At, c'est la réaction (2p-γ) qui est la plus probable. A 89MeV et pour ^{210}At, c'est la réaction (2p-n) qui correspond aux conditions énergétiques imposées. A 89MeV, mais cette fois pour ^{211}At, c'est la réaction (2p2n-2n) ou encore (α-2n) qui devient la plus probable. Le mécanisme (2p-γ) conduirait à une énergie d'excitation du fragment léger résiduel trop élevée. La présence d'une telle réaction de transfert a par ailleurs été confirmée par M.F. Rivet (RIV71, BIM72). En effet, en supposant un mécanisme (α-2n), M.F. Rivet a recalculé la distribution angulaire des particules alpha provenant de la désintégration du ^{8}Be résiduel, et a obtenu un bon accord avec la distribution angulaire des particules alpha d'interaction directe mesurée par Britt et Quinton (BRI61) et par Gatty (GAT00).

A l'issue de cette interprétation, il est nécessaire de souligner un point important : la détermination des voies de production, telle que nous l'effectuons ne concerne que les isotopes observés. On ne peut en aucune manière en tirer des conclusions quant à l'importance relative des transferts mis en jeu avec le carbone. C'est ainsi que l'absence de contribution d'un transfert de particules alpha dans la production de ^{211}At à basse énergie n'est due qu'au fait que l'énergie d'excitation du noyau d'Astate 213 formé est insuffisante pour permettre l'évaporation des deux neutrons donnant naissance à ^{211}At. On peut néammoins supposer que le transfert d'alpha reste un mécanisme très probable en raison de la structure même de l'ion carbone, mais les noyaux résiduels formés pour ces faibles énergies d'excitation (^{213}At et ^{212}At) ne peuvent être observés par notre technique en raison de leur faible durée de vie (quelques centaines de millisecondes).

3. Voies de production correspondant à $\theta(L)$ voisin de 17°.

Quatre mécanismes peuvent être envisagés pour expliquer la présence de ce pic dans la distribution angulaire :

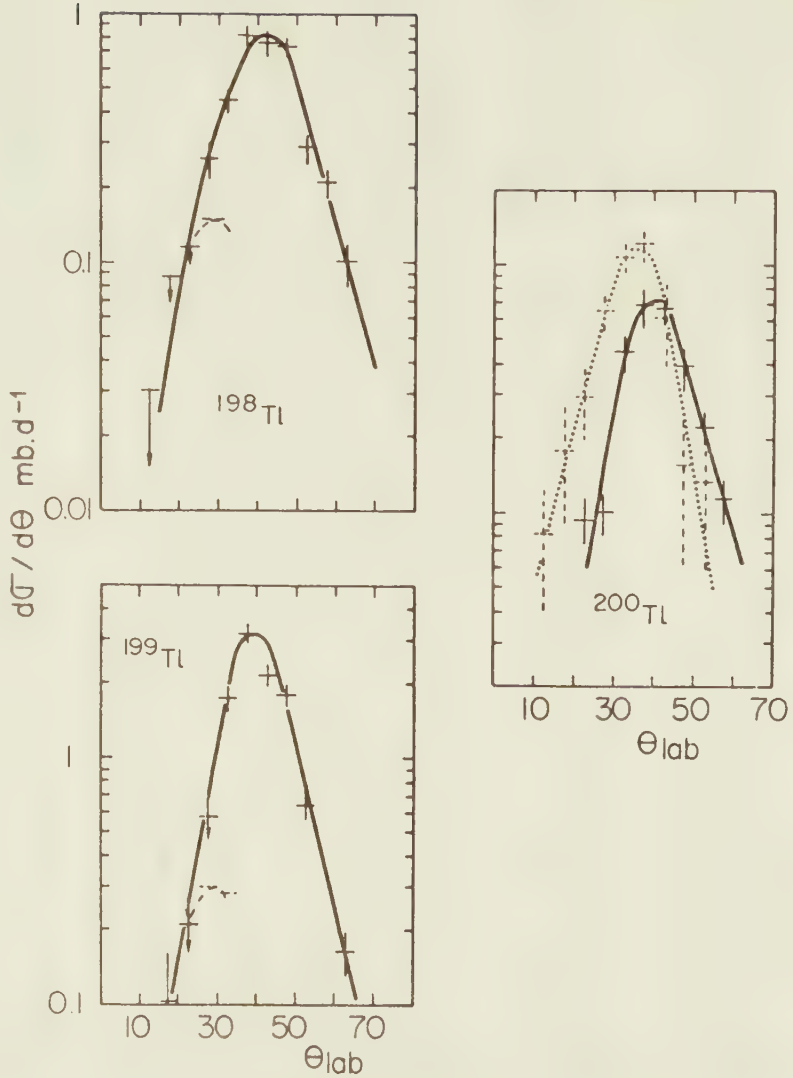


Fig. 43 : Distributions angulaires à 69 et 89 MeV des isotopes ^{198,199,200}Tl produits par ^{12}C + Au

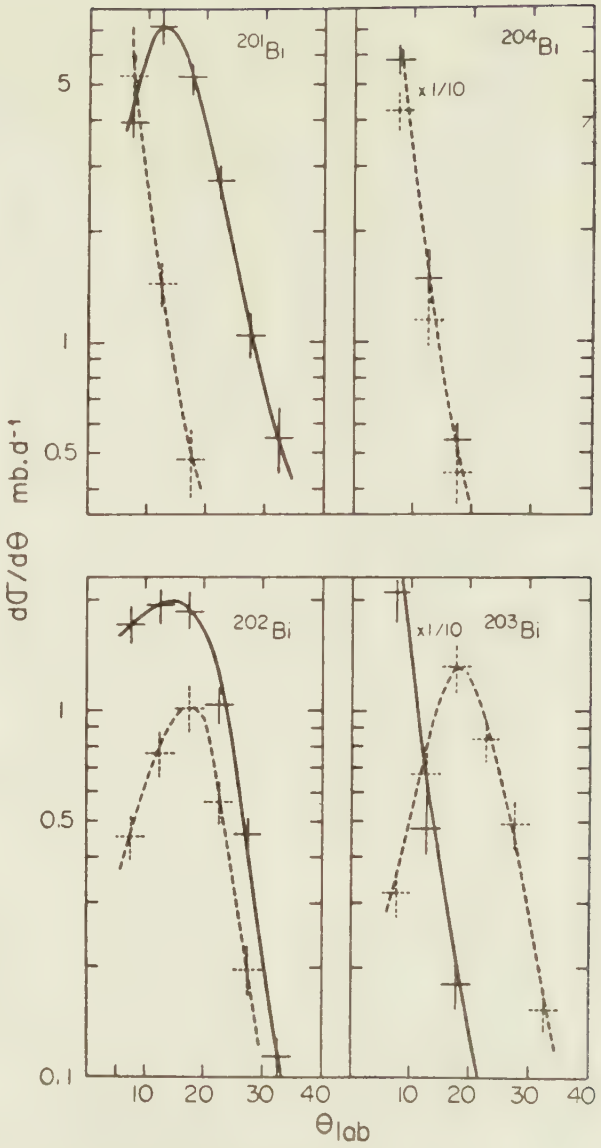


Fig. 44 : Distributions angulaires à 69 et 84 MeV des isotopes ^{201,202,203,204}Bi produits par ^{12}C + Au

a) Un transfert direct du type 2p-γ , ^{3}He-n ou ^{4}He-2n conduisant à un résidu léger très excité.

b) L'éclatement du carbone dans le champ coulombien du noyau de Bismuth en 3 particules alpha, une seule pénétrant ensuite dans le noyau cible.

c) Des transferts de Beryllium (^{7}Be-n) , (^{8}Be-2n)--- donnant accès aux noyaux de Francium 214 ou 215, émetteurs alpha de courtes périodes, redonnant les noyaux d'Astate par filiation.

d) La production de ^{214}Fr et ^{215}Fr par un mécanisme de formation d'un noyau composé suivi de l'évaporation d'une particule alpha et de 2 ou 3 neutrons, l'isotope de Francium comme précédemment, se désintégrant pour donner naissance à l'isotope d'Astate observé.

Nous avons vu plus haut qu'une réaction du type (Noyau composé, xn) présente une distribution angulaire dont le maximum est très voisin de 0°. Lorsqu'une particule alpha est évaporée, le maximum de cette distribution se trouve déplacé de quelques degrés. Une valeur approchée de cet angle $\theta(L)$ peut être calculée par la relation donnée par Simonoff et Alexander (SIM64).

$$\theta_L^2 = \frac{2}{3}\left(\frac{V\alpha}{V_R}\right)^2$$ V_R étant la vitesse de recul

du noyau composé et $V\alpha$ la vitesse moyenne communiquée à ce noyau par l'évaporation isotrope de la particule alpha. Avec $E_R \simeq 4$MeV et des particules α de 20 MeV, on trouve $\theta_L \simeq 15°$. Cette valeur est voisine de la valeur expérimentale de 17°5.

Les deux premières hypothèses correspondent à un transfert de 2 charges, alors que les deux autres supposent un gain de 4 charges par la cible. L'utilisation d'une cible d'or permet de séparer ces deux classes de réactions, les transferts de 2 charges conduisant à des isotopes de Thallium, le gain de 4 charges par la cible à des isotopes de Bismuth.

La mesure des parcours de recul est impossible dans ce cas par notre technique, les noyaux produits n'étant pas émetteurs α, mais la simple comparaison des distributions angulaires dans le système (L) permet de résoudre la question : on voit en effet, sur les figures (43,44) que les distributions angulaires de ^{198}Tl, ^{199}Tl et ^{200}Tl à 69 et 89MeV ne présentent qu'un maximum proche de 40° alors que celles de ^{201,202,203,204}Bi présentent un maximum à l'angle de 17,5°. Seules les hypothèses c et d seront donc retenues pour expliquer ce maximum (on peut remarquer au passage que l'observation de ^{200}Tl dont les seules voies de production possibles sont (^{3}He-γ) et (α-n), cette dernière étant la plus probable, est en bon accord avec l'hypothèse faite plus haut selon laquelle le transfert de particule alpha se produit dès les faibles énergies incidentes).

L'analyse énergétique ne permet pas de choisir entre les voies de réaction c ou d . Dans le tableau 7 , on voit que les réactions du type (^{8}Be-2n) et (^{7}Be-n) sont énergétiquement possibles, le fragment léger étant laissé avec une faible énergie d'excitation. D'autre part, l'énergie d'excitation calculée pour un éventuel noyau composé permet d'évaporer une particule alpha et 2 ou 3 neutrons. C'est l'étude de la variation de l'énergie de recul en fonction de l'énergie incidente qui permettra de conclure.

L'énergie de recul, à l'angle θ(L) d'observation, après formation d'un noyau composé et émission d'une particule alpha et de neutrons donne :

$$ERNC(\theta) = E1 \times \frac{M_1 M_R}{(M_1 + M_2)^2} \cos^2\theta(L) \qquad (5)$$

MR étant la masse du noyau de recul après évaporation. L'angle θ(L) étant invariant quand on change l'énergie incidente (θ(L) ≃ 17,5°), l'énergie de recul devrait croître linéairement avec l'énergie incidente. L'analyse des résultats des mesures de recul (tableau 8) effectuées à 17° pour les Astates 211 et 210 comparées à l'énergie de recul du noyau composé calculée selon (5) nous montre que ni la valeur absolue, ni la loi d'évolution de l'énergie de recul en fonction de l'énergie incidente ne correspondent au processus de noyau composé.

Tableau 8

	Energie incidente MeV	E_R(10 à 20°) MeV	$E_{NC}(\theta)$ (MeV)	$E_R/E_{NC}(\theta)$
^{211}At	65,5	4,53	3,26	1,39±7,4%
	72,8	4,14	3,48	1,19±7,4%
	77,3	2,88	3,70	0,78±7,4%
	89,4	2,65	4,16	0,64±10%
^{210}At	77,3	4,05	3,78	1,07±7,5%
	89,4	2,68	4,26	0,63±7,5%

La variation du rapport ER/ERNC dans le cas de l'astate 211 est donc caractéristique d'une réaction de transfert. Dans le cas de l'astate 210, la nécessité pour le fragment lourd d'évaporer un neutron de plus fait que le mécanisme n'est pas observé aux énergies peu supérieures à la barrière ; mais les valeurs mesurées ensuite suivent bien la même loi que celles de l'astate 211.

Ces résultats mettent donc en évidence l'existence de réactions de transfert de ^{8}Be (ou de 2α) induites par ^{12}C dans les noyaux d'Or et de Bismuth. Plusieurs auteurs ont obtenu des résultats confirmant cette existence.

L'observation par la technique du jet d'Hélium de sections efficaces importantes pour la formation des isotopes de Francium dans la réaction ^{12}C+Bi (BEY72, GOU70) s'accorde bien avec l'hypothèse d'un transfert de Beryllium pour la production de ces noyaux. En effet, ces auteurs ont comparé le peuplement relatif de l'isomère de haut spin ^{214m}Fr accessible uniquement par transfert, avec celui du ^{214}Fr aboutissement des chaines de filiation initiées par noyau composé. Ce rapport $\sigma^{214m}Fr/\sigma^{214}Fr$ pour ^{12}C+Bi à 85 MeV est de l'ordre de 100. D'autre part, la distribution angulaire des isotopes intermédiaires de Francium (^{214}Fr, ^{215}Fr) a été mesurée par Nomura (NOM73) avec une technique de collection en ligne des noyaux de recul. Ces distributions présentent un maximum pour θ(L)≃17° qui confirme le processus indirect de formation de nos noyaux d'Astate. Le mécanisme de transfert de ^{8}Be est donc bien établi par cet ensemble de résultats.

Plus récemment, les travaux des physiciens de la République de Chine (LAN76) aboutissent aux mêmes conclusions à partir de l'étude complémentaire des particules alpha émises au cours du processus d'interaction directe. Ces chercheurs ont mesuré le spectre en énergie et la distribution angulaire des alpha émis à l'issue de l'interaction ^{12}C+Bi à 73 MeV. La reproduction par un calcul semi classique (KAL63) des distributions angulaires et des distributions en énergie est

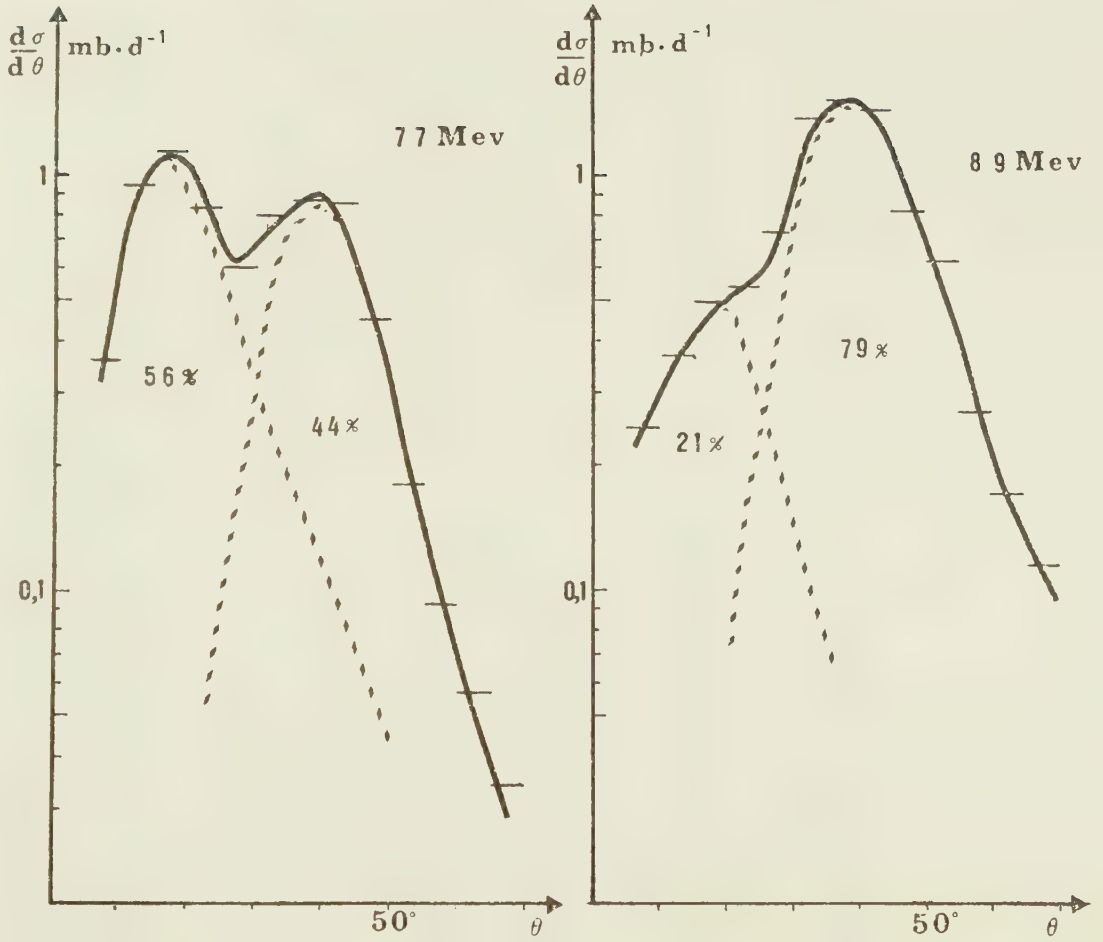


Fig. 45 : Décomposition des distributions angulaires de ^{211}At à 77 et 89 MeV. et évaluation de la probabilité relative des deux contributions : transfert de ^{8}Be et transferts légers de deux charges.

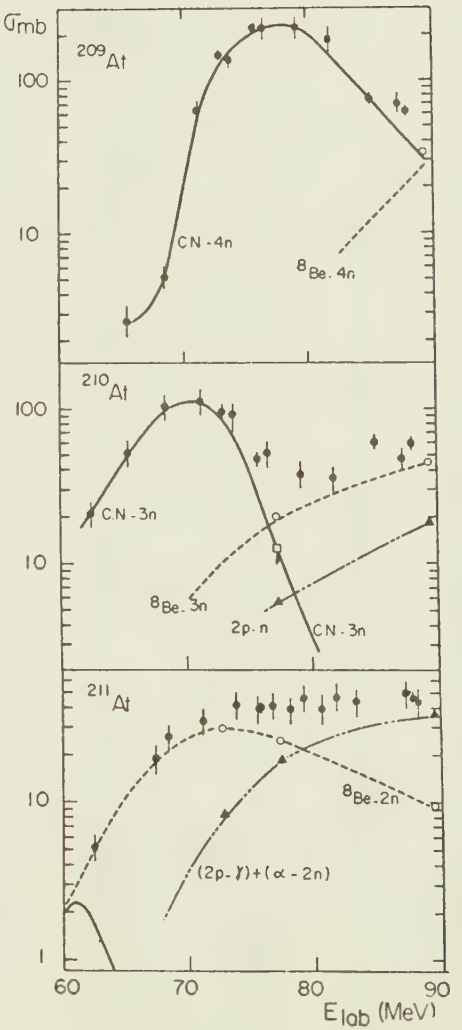


Fig. 46 : Fonctions d'excitation des isotopes 209,210,^{211}At après décomposition des différentes voies de production.

obtenue avec un ensemble de 2 paramètres identiques pour les deux distributions. Ces résultats confirment expérimentalement et théoriquement que le mécanisme responsable de l'émission des particules détectées au cours de cette interaction, est un transfert de ^{8}Be du projectile vers la cible :

. la section efficace de production de ^{211}At déduite de ces calculs 36±12mb correspond bien à la valeur expérimentale que nous avons mesuré pour cette énergie (40±4mb).

. L'énergie d'excitation calculée à partir du spectre en énergie des alpha émis, pour le noyau intermédiaire de ^{217}Fr est de 22,2 MeV, ce qui est compatible avec l'évaporation des deux neutrons nécessaires à l'obtention du ^{215}Fr, noyau parent de ^{211}At.

. L'angle et l'énergie de recul du fragment lourd calculés à partir de ces spectres alpha sontde 18° et de 4MeV en plein accord avec notre détermination expérimentale. (17° et 4,45MeV).

Décomposition des distributions - Importance relative des réactions étudiées.

Les résultats de l'analyse précédente permettent d'attribuer à chacun des pics de la distribution angulaire le processus de formation le plus probable. Une estimation de l'importance relative des différentes contributions peut donc être réalisée par décomposition graphique des distributions angulaires. Deux exemples d'une telle décomposition sont présentés sur la figure n°45 . Dans ce cas particulier, nous avons déterminé le pourcentage relatif entre le processus direct et le transfert de ^{8}Be dans la formation de l'isotope ^{211}At. Une telle décomposition, effectuée à plusieurs énergies et pour plusieurs isotopes permet de reconstituer l'évolution des diverses voies de production avec l'énergie de l'ion incident. Cela revient à délimiter sur la fonction d'excitation globale de l'isotope étudié, les diverses composantes réactionnelles. La figure n° 46 donne un exemple des résultats obtenus pour les isotopes ^{209,210} et ^{211}At.

Le mécanisme invoqué aux basses énergies est le processus de formation du noyau composé (^{12}C, xn) avec x = 2,3 ou 4 selon l'isotope observé. La section efficace de transfert de Beryllium 8 commence à croître dès le franchissement de la barrière d'interaction. Pour des énergies plus élevées voisines de 70MeV, on voit apparaître les processus de transfert direct de 2 charges. Le plateau de la fonction d'excitation globale n'est donc en fait que la résultante de plusieurs contributions qui s'établissent progressivement lorsque l'on augmente l'énergie du projectile.

C. DISCUSSION DES AUTRES SYSTEMES.

L'analyse des autres systèmes sera effectuée en utilisant les données expérimentales mesurées dans le système de référence du laboratoire. Quelques exemples d'analyse à partir des distributions en énergie C.M. seront également présentés en fin de ce chapitre.

Les résultats concernant chacun des ions étudiés sont contenus dans le tableau n° 7 à la suite de ceux recueillis avec le système $^{12}C+Bi$. Les informations ainsi présentées seront discutées en détail pour chaque système.

1. Système Azote + Bismuth.

Deux distributions angulaires avec mesure des parcours à chaque angle ont été réalisées à 74 et 99 MeV soit 1,01 et 1,34B(voir fig.29 à 31.).

. Production de ^{210}Po.

Pour les deux énergies considérées, la formation de l'isotope ^{210}At est toujours restée inférieure à notre seuil de détection par spectroscopie gamma (donc à 0,1mb environ). Par contre, la section efficace de ^{210}Bi négligeable à 74 MeV est de l'ordre de 15% de la section efficace totale de (^{210}Po + ^{210}Bi) à 99 MeV. Cette contribution n'ayant pas été évaluée pour chacun des angles de la distribution angulaire, c'est la somme (^{210}Bi+^{210}Po) qui est représentée sur la figure n° 31 et c'est l'angle correspondant au maximum de cette distribution qui a été utilisé comme donnée pour le test énergétique des différentes voies étudiées. On peut néammoins penser que la production de ^{210}Bi, correspondant comme nous l'avons déjà souligné au transfert d'un neutron au niveau fondamental du ^{210}Bi, peut être invoquée pour expliquer la traîne correspondant aux grands angles de la distribution angulaire à haute énergie. Le maximum situé à θ(L) = 45° est suffisamment éloigné de cette contribution pour pouvoir être associé au ^{210}Po seul.

Les résultats du calcul énergétique présentés dans le tableau n° 7 indiquent qu'à basse énergie, seul le mécanisme de transfert (p-γ) est possible. A haute énergie, les 2 transferts (p-γ) et (d-n) sont énergétiquement possibles le maximum de probabilité correspondant au processus (d-n). Une étude plus détaillée pour cette énergie de 99MeV montre que les mécanismes (p-γ) et (n-γ) peuvent être considérés comme responsables de la partie de la distribution angulaire située à droite du maximum (45-55°) et que l'on peut attribuer au mécanisme (d-n) le flanc gauche du pic observé (35°-45°). Ces trois mécanismes semblent donc présents à cette énergie.

. Production de ^{211}At et ^{211}Rn.

La décomposition des courbes de décroissance radioactive a permis d'isoler la contribution de chacun de ces isotopes. L'analyse énergétique aboutit aux conclusions suivantes : A basse énergie et pour ^{211}At, c'est la réaction de transfert (2p-γ) qui reste la seule énergétiquement possible. A haute énergie, la probabilité se partage entre les transferts (2p-γ) et (^{3}He-n) , ce dernier semblant le plus favorisé.

La remontée observée pour les petits angles de la distribution angulaire à haute énergie ne semble pas être significative. Elle résulte probablement d'une soustraction imparfaite de la contribution de ^{211}Rn dans une zone d'angle où cette contribution est prépondérante.

Le radon 211 présente quant à lui des distributions angulaires caractéristiques des processus de formation d'un noyau composé (cf. ^{210}At par ^{12}C + Bi). Cette interprétation est confirmée par la valeur des énergies de recul qui restent très proches de celles escomptées pour ce mécanisme (énergie de recul calculée pour le noyau composé : 4,40MeV énergie de recul expérimentale : 4,5MeV). L'épaulement de la distribution observé à 40° peut être expliqué par un transfert (3p-n).

2. Système Oxygène + Bismuth.

L'étude énergétique complète a été réalisée à 1,0 et 1,21 B . Deux énergies supplémentaires 1,45 et 1,92B ont été étudiées par Croft et al. (CRO64, CRO68). L'allure des distributions angulaires mesurées ainsi que les conclusions concernant les réactions mises en jeu sont en accord dans ces deux séries de travaux.

Pour le ^{210}Po dont les distributions angulaires sont présentées sur la figure n°33 , les voies de production sont identiques aux deux énergies. La précision expérimentale sur la mesure des énergies de recul à l'angle du maximum est insuffisante pour nous permettre de trancher entre les processus (p- γ) et (d-n).

Le Radon 211 est absent des décroissances radioactives. La formation de ^{211}At peut être attribuée au transfert de 2 charges : (2p-γ) à basse énergie ; (2p-γ) ou (^{3}He-n) à haute énergie. L'épaulement de la distribution angulaire (L) situé vers 20° (fig. n° 32) peut s'interpréter par un processus de fusion complète suivi par l'évaporation d'une particule alpha et de deux neutrons.

Là encore, l'absence de transfert de particules alpha dans la production de ^{211}At à faible énergie incidente appelle une remarque déjà formulée pour les ions de carbone ; l'énergie d'excitation du noyau intermédiaire ^{213}At est insuffisante pour permettre l'évaporation des 2 neutrons conduisant à ^{211}At.

3. Système Fluor + Bismuth.

Les informations expérimentales permettant l'analyse énergétique des mécanismes ont été réunies aux énergies de 95 et 110 MeV (0,99 et 1,15B) pour ^{211}At. Pour l'isotope ^{210}Po, seule la mesure des distributions angulaires a été effectuée pour ces 2 énergies. En raison des activités trop faibles, dispersées sur les collecteurs de recul, la mesure des parcours de recul à chaque angle s'est révélée trop incertaine pour pouvoir conduire à des résultats signiticatifs. Malgré cela, à partir de l'estimation du parcours projeté à ces deux énergies, et connaissant l'angle du maximum de la distribution θmax, on peut évaluer le parcours de recul correspondant à cet angle en supposant que la plus grande partie de l'activité détectée provient de ce maximum, soit $R(\theta) = R(proj) \times 1/\cos\theta MAX$. Connaissant l' énergie de recul, on peut alors effectuer le calcul cinématique pour cet angle particulier. Les résultats sont contenus dans le tableau n° 7. Les 2 énergies donnent des résultats équivalents: (p-γ) ou (d-n) pour la production de ^{210}Po ; (2p-γ) ou (^{3}He-n) pour celle de ^{211}At.

Il n'y avait pas de Radon produit au cours de ces irradiations avec les ions Fluor.

Ion incident	Isotope étudié	Einc (MeV)	Erecul (MeV)	θ°(L) max	transfert proposé	ion léger correspondant	Q66 (MeV)	E^*_{min} et E^*_{max} (MeV)	E^* calculée (MeV)	E^* léger	conclusion
^{12}C	^{210}Po	73	5,4±1	38°	p-γ	^{11}B	-10,98	0 - 6,5	16,7 ± 6	4-16	possible
					d-n	^{10}B	-17,88	6,5-15	5,6 ± 7	0	possible
					^{4}He - p2n	^{8}Be	-19,18	> 30	- 7	-	à rejeter
					^{6}Li - n	^{6}Li	-34,87	6,5-15	- 42	-	à rejeter
		77	4±0,8	47,5°	p - γ			0 - 6,5	9,9 ± 5	0 - 9	possible
					d - n			6,5-15	-2,3 ± 6	-	peu probable
					^{4}He-p2n	Id.	Id.	>30	-18,3± 8	-	à rejeter
					^{6}Li-n			6,5-15	-58	-	"
		89	2,8±0,6	52,5°	p - γ			0 -6,5	12,4±3	0 - 9	possible
					d - n			6,5-15	-0,8 ±4	-	à rejeter
					^{4}He-p2n	Id.	Id.	>30	-19,5±6	-	"
					^{6}Li-n				-64	-	"
				27,5°	^{6}Li-n			6,5-15	10 ± 3	0	possible
	^{211}At	77	3,59±0,3	40°	2p-γ	^{10}Be	-19,18	0-10	14 ± 3	1 - 7	peu probable
					^{3}He-n	^{9}Be	-20,97	7-17	8 ± 2	0	possible
					^{4}He-2n	^{8}Be	-16,74	15-25	6,5 ± 2	-	à rejeter
					^{8}Be-2n	^{4}He	-25,12	15-25	- 52	-	"
			2,88±0,2	17,5°	^{4}He-2n	^{8}Be	-16,74	15-25	44	-	à rejeter
					^{7}Be-n	^{5}He	-32,8	7-17	+21 ± 3	0 - 7	possible
					^{8}Be-2n	^{4}He	-25,12	15-25	22,5±3	0	possible
					^{9}Be-3n	^{3}He	-40,21	>25	1,1 ±3	-	à rejeter
		89	3,14±0,3	37°	2p - γ			0-10	28±2	16-20	à rejeter
					^{3}He- n	Id.	Id.	7-17	21±1	3-5	peu probable
					^{4}He-2n			15-25	20,5±1	0	possible
					^{8}Be-2n			15-25	-36	-	à rejeter
			2,65±0,3	17,5°	^{4}He-2n			15-25	51	>20	à rejeter
					^{7}Be-n	Id.	Id.	7-17	24 ± 4	3 - 9	possible
					^{8}Be-2n			15-25	22 ± 5	0 - 2	possible
					^{9}Be-3n			>25	-4 ± 4	-	à rejeter
^{14}N	^{210}Po	74	12,5±1	27,5°	p - γ	^{13}C	-2,573	0 - 6,5	2,35± 4	0	possible
					d - n	^{12}C	-2,969	6,5-15	-3 ± 7	0	à rejeter
					^{4}He - p2n	^{10}B	-20,99	> 30	- 35	-	à rejeter
					^{6}Li - n	^{8}Be	-19,12	6,5-15	- 53	-	"
		99	5,2±1	50°	p - γ			0 - 6,5	22 ± 6	12 - 22	peu probable
					d - n	Id.	Id.	6,5-15	16 ± 5	0 - 6	possible
					^{4}He-p2n			> 30	- 17	-	à rejeter
					^{6}Li- n			6,5-15	- 38	-	"
	^{211}At	74	12±1	20°	2p-γ	^{12}B	-17,08	0 - 10	1,24 ± 7	0	possible
					^{3}He-n	^{11}B	-15,41	7 - 17	-1,5 ± 10		peu probable
					^{4}He-2n	^{10}B	-20,98	15-25	12 ± 10	-	à rejeter
					^{8}Be-2n	^{6}Li	-33,9	15-25	-67	-	"
		99	4,2±0,9	45°	2p-γ			0-10	14,8 ± 5	0 - 10	peu probable
					^{3}He - n	id.	id.	7-17	10,6 ± 4	0	possible
					^{4}He - 2n			15-25	-2 ± 5	-	à rejeter
					^{8}Be - 2n			15-25	-66	-	"
	^{211}Rn	99	4,5±1	40°	3p-n	^{11}Be	-26,92	7-17	15 ± 2	0	possible
					^{6}Li-4n	^{8}Be	-19,12	> 40	2,9	-	à rejeter
^{16}O	^{210}Po	85	16,5±3	20°	p-γ	^{15}N	-7,15	0 - 6,5	11 ± 12	0 - 17	possible
					d-n	^{14}N	-5,83	6,5-15	9 ± 12	0 - 6	possible
					^{4}He-p2n	^{12}C	-8,94	> 30	-4 ± 15	-	à rejeter
					^{6}Li-n	^{10}B	-33,83	6,5-15	-43	-	"
		103	8,4±1,7	47,5°	p-γ			0 - 6,5	13,6±10	0-17	possible
					d-n			6,5-15	9,4±9	0	possible
					^{4}He-p2n	id	id	> 30	-7,5±9	-	à rejeter
					^{6}Li-n			6,5-15	- 51	-	à rejeter
	^{211}At	85	16+12	20°	2p-γ	^{14}C	-14,4	0 - 10	4 ± 14	0-8	possible
					^{3}He-n	^{13}C	-17,5	7 - 17	-3,5± 16	0	peu probable
					^{4}He-2n	^{12}C	-16,5	15 - 25	-7,7± 17	-	à rejeter
					^{8}Be-2n	^{8}Be	-32,4	15 - 25	- 57		"
		103	7,2±1,5	42,5°	2p-γ			0 - 10	22± 8	4,20	peu probable
					^{3}He-n	id.	id.	7 - 17	14± 8	0-5	possible
					^{4}He-n			15 - 25	9,5±10	0	possible
					^{8}Be-2n			15 - 25	- 42	-	à rejeter

TABLEAU 7

^{19}F	^{210}Po	95	18±3	25°	p-γ d-n ^{4}He-p2n ^{6}Li-n	^{18}O ^{17}O ^{15}N ^{13}C	-3,016 -21,95 -26,76 -35	0 - 6,5 6,5-15 >30 6,5-15	26±17 4,6±10 - 8±20 -26	3-36 0 - -	peu probable possible à rejeter "
		110	12±2	47,5°	p-γ d-n ^{4}He-p2n ^{6}Li-n	Id.	Id.	0 - 6,5 6,5-15 > 30 6,5-15	11±10 - 13±10 - 30 - 54	0-15 - - -	possible à rejeter " "
	^{211}At	95	21±4	20°	^{2}p-γ ^{3}He-n ^{4}He-2n ^{8}Be-2n	^{17}N ^{16}N ^{15}N ^{11}B	-15,94 -16,79 -13,39 -32,84	0 - 10 7 - 17 15-25 15-25	9,7±17 -1,8±18 4,7±15 -47	0-16 - - -	possible peu probable peu probable à rejeter
		110	11±2	42,5°	2p - γ ^{3}He - n ^{4}He - 1n ^{8}Be - 2n	id.	id.	0 - 10 7 - 17 15 - 25 15 - 25	17,7±10 6 ± 8 11 ± 8 - 41	0-18 0 0 -	possible possible possible à rejeter
^{40}Ar	^{210}Po	203	77±8	29°	p - γ d - n ^{4}He - p2n ^{6}Li - n	^{39}Cl ^{38}Cl ^{36}S ^{34}P	-7,55 -11,07 -16,2 -27,25	0 - 6,5 6,5-15 >30 6,5-15	12,6 ± 25 5,5 ± 23 -10 ± 17 -30	0 - 30 0 - 13 - -	possible possible à rejeter "
		275	44±5	53°	p - γ d - n ^{4}He - p2n ^{6}Li - n	id	id	0 - 6,5 6,5-15 > 30 6,5-15	15,6 + 15 6,2 ± 11 -11,6 ± 12 -37	0 - 24 0 - 3 - -	possible possible à rejeter "
	^{211}At	203	86±9	20°	2p - γ ^{3}He - n ^{4}He - 2n ^{8}Be - 2n	^{38}S ^{37}S ^{36}S ^{32}Si	-14,82 -17,6 -16,2 -33,5	0 - 10 7 - 17 15 - 25 15 - 25	11,3 ± 30 5,2 ± 28 3,1 ± 23 - 30	0 - 30 0 - 16 0 -	possible possible peu probable à rejeter
		275	33±4	55°	2p - γ ^{3}He - n ^{4}He - 2n ^{8}Be - 2n	id	id	0 - 10 7 - 17 15 - 25 15 - 25	18 ± 10 10 ± 10 5 ± 10 -40 ± 13	0 - 8 0 - 3 - -	possible possible à rejeter à rejeter
^{40}Ca	^{210}Po	217	90±10	17,5°	p - γ d - n ^{4}He - p2n ^{6}Li - n	^{39}K ^{38}K ^{36}Ar ^{34}Cl	-3,36 -11,89 -16,42 - 27	0 - 6,5 6,5 - 15 >30 6,5 - 15	43 ± 30 31 ± 24 20 ± 20 2,6 ± 28	7 - 66 0 - 40 - 0 - 16	peu probable possible peu probable possible
	^{211}At	217	87±10	22,5°	2p - γ ^{3}He - n	^{38}Ar ^{37}Ar	- 6,9 -13,52	0 - 10 7 - 17	25 ± 30 15 ± 30	0 - 45 0 - 28	possible possible
					^{4}He - 2n ^{8}Be - 2n ^{12}C - 2n	^{36}Ar ^{32}S ^{28}Si	-16,42 -31,52 -46,22	15 - 25 15 - 25 15 - 25	8,6 ± 30 - 23 ± 40 - 60	0 - 13 - -	possible à rejeter "
	^{211}Rn	217	95±10	15°	3p - n ^{6}Li - 4n	^{37}Cl ^{34}Cl	-12,7 -27	7 - 17 >40	20 ± 30 -4,4 ± 30	0 - 33 -	possible à rejeter

TABLEAU 7 (suite)

Etude énergétique des différents mécanismes de transfert. Erecul max correspond à l'énergie de recul déterminé au maximum de la distribution angulaire (θ(L)max). E^{*}min , E^{*}max et E^{*}cal les énergies d'excitations calculées selon (III.A.4).
E^{*} léger représente l'énergie d'excitation emportée par le résidu léger de la réaction dans l'hypothèse la plus extrême (2 limites de la bande E^{*}).

4. Système Argon + Bismuth.

La détermination expérimentale des parcours de recul à chacun des angles de la distribution angulaire a été réalisée à 203 et 275MeV soit 1,0 B et 1,36B.

La production de ^{210}Po pour ces deux énergies (fig. n°38) peut être attribuée aux deux modes de transfert : (p-γ) ou (d-n), l'incertitude sur l'énergie de recul ne permettant pas de trancher entre ces 2 possibilités.

Pour l'isotope ^{211}At, seuls les transferts de deux charges rendent compte de sa production, mais là encore, la distinction entre les mécanismes (2p-γ) ou (^{3}He-n) est impossible compte tenu des incertitudes sur l'énergie d'excitation calculée. Cet accroissement de la barre d'erreur sur l'énergie d'excitation calculée provient de l'augmentation de l'erreur absolue sur l'énergie cinétique du résidu lourd qui croît en même temps que celle-ci. L'importance de la contribution des transferts plus lourds (4p et plus) a pu être déterminée à partir de l'irradiation d'une cible de Thallium à diverses énergies. L'obtention de ^{211}At ne peut intervenir dans ce cas que pour les transferts d'au moins 4 charges. En raison des chaines de filiation alpha rapide due à l'existence d'isotopes à vie courte, c'est l'ensemble des réactions du type (^{8}Be-2n), (^{12}C-2n) ou (^{16}O-2n) qui peut être ainsi mesuré. La valeur des sections efficaces obtenues est faible (1,5mb au maximum de la fonction d'excitation soit moins de 6% de la section efficace totale de production de ^{211}At) (MAI 72). Ceci est en accord avec les déterminations récentes de M.F. Rivet pour les systèmes Ar + terres rares pour lesquels les sections efficaces de transfert de 4 charges et plus, au voisinage de la barrière d'interaction sont de l'ordre du millibarn. On peut de plus remarquer que l'évolution des parcours projetés de ^{211}At produit dans ces conditions correspond à celle prévue pour un processus de transfert quasi-élastique (fig.n° 52 du ch.IV).

5. Système Calcium + Bismuth.

Les données expérimentales permettant l'étude énergétique complète n'ont été réunies que pour l'énergie incidente de 217MeV (0,96B) et seulement pour les isotopes ^{211}At et ^{211}Rn. Pour le ^{210}Po, nous avons été confrontés aux mêmes problèmes qu'avec les ions fluor, seule la distribution angulaire a pu être mesurée. Ce cas n'a donc pas été soumis à l'analyse. Les résultats du tableau 7 montrent que l'isotope ^{211}At provient d'un transfert de 2 charges sans que l'on puisse préciser davantage le mécanisme privilégié de cette production. Comme avec l'Argon, nous atteignons ici les limites de la résolution de cette méthode de sélection. Nous ne sommes plus à même que de trancher entre des transferts légers (<4 charges) ou plus lourds (> 4 charges).

Le ^{211}Rn peut être attribué au transfert de 3 charges (3p-n).

6. Systèmes Fer , Cuivre et Krypton + Bismuth.

Pour ces trois systèmes, nous ne disposons comme données expérimentales que des fonctions d'excitation et des parcours projetés. Ces courbes présentent l'allure caractéristique des réactions procédant par transfert. (fig. 52).

Pour ces ions très lourds, une analyse cinématique telle que celle utilisée pour les ions de Fluor, ou pour les ions d'Argon dans la référence (BIM71) ne donne pas de résultats nets quant à la sélection des mécanismes. Les transferts de 2 charges conduisant à ^{211}At ou de 1 charge pour ^{210}Po ne peuvent être dissociés. Par analogie avec les autres projectiles, nous estimons que la voie de production la plus probable au seuil énergétique de la fonction d'excitation est (p-γ) pour ^{210}Po et (2p-γ) pour ^{211}At. En ce qui concerne les irradiations avec les ions de Krypton, un recoupement des résultats obtenus sur des cibles de Bismuth et de Thallium (BIM73) a permis d'attribuer la formation de ^{211}At au transfert direct de 2 charges et des ^{211}Rn et ^{210}Rn aux processus (3p-n) et (3p-2n). Les transferts plus lourds (>4 charges) ont été estimés à 2mb (environ 20% de la section efficace totale de production).

7. Conclusion à cette étude dans le système de référence du laboratoire.

Le tableau suivant résume nos conclusions :

Ion incident	E/B	Voies de production les plus probables		
		^{211}At	^{210}Po	211Rn
^{14}N	1,01 1,34	(2p - γ) (2p-γ)(^{3}He-n)	(p - γ) (p-γ);(d-n)	Noyau composé N.C. et (3p-n)
^{16}O	1,0 1,21	(2p - γ) (2p-γ)(^{3}He-n)NC	(p-γ);(d-n) (p-γ);(d-n)	-- --
^{19}F	0,99 1,15	(2p - γ) (2p-γ)(^{3}He-n)	(d-n);(p-γ) (p - γ)	-- --
^{40}Ar	1,0 1,36	transfert de 2 charges	(p-γ);(d-n) (p-γ);(d-n)	-- --
^{40}Ca	0,96	2 charges		(3p-n)

Les réactions nucléaires aboutissant aux isotopes que nous avons mesurés se classent en deux grandes catégories selon l'énergie de l'ion incident : Aux énergies proches de la barrière d'interaction, les mécanismes les plus probables sont des transferts directs d'une ou deux charges (^{210}Po et ^{211}At) laissant les deux noyaux interagissant avec une énergie d'excitation faible (<10MeV). Lorsque l'énergie de l'ion incident augmente les possibilités de transfert se diversifient et différents mécanismes coexistent pour la production des isotopes étudiés. De cette étude, nous pouvons tirer quelques remarques générales supplémentaires : pour les projectiles légers (A<20), la distinction entre les processus de transfert direct et les transferts plus lourds se caractérise par des distributions angulaires (L) bien séparées. Alors que les transferts légers de quelques charges sont situés autour des angles $\theta°(L) \simeq 40°$, les transferts plus lourds (4 charges et plus) se retrouvent vers les angles avant. Ces caractéristiques sont également observées pour les isotopes de Thallium et de Bismuth produits par irradiation de cibles d'Or et permettent ainsi le cas échéant de confirmer le processus de réaction posé comme hypothèse. C'est ainsi que les distributions angulaires obtenues pour le système ^{16}O + Au (fig n°34) montrent des isotopes de Thallium piqués au voisinage de 40° (processus direct) et des isotopes de Bismuth présentant l'allure caractéristique des réactions par noyau composé, ce qui renforce l'hypothèse du mécanisme de fusion complète invoqué pour rendre compte de la remontée des sections efficaces différentielles à 20°.

Cette distinction n'est plus possible avec les projectiles de masse élevée pour lesquels le transfert de 4 ou 5 charges ne représente qu'une faible proportion de la charge totale. C'est ainsi que l'irradiation d'une cible de thallium par des ions Argon à 242MeV (1,24B) donne une distribution angulaire (L) pointée vers 42° alors que le transfert responsable de cette production est un transfert d'au moins 4 charges (voir fig. n° 47).

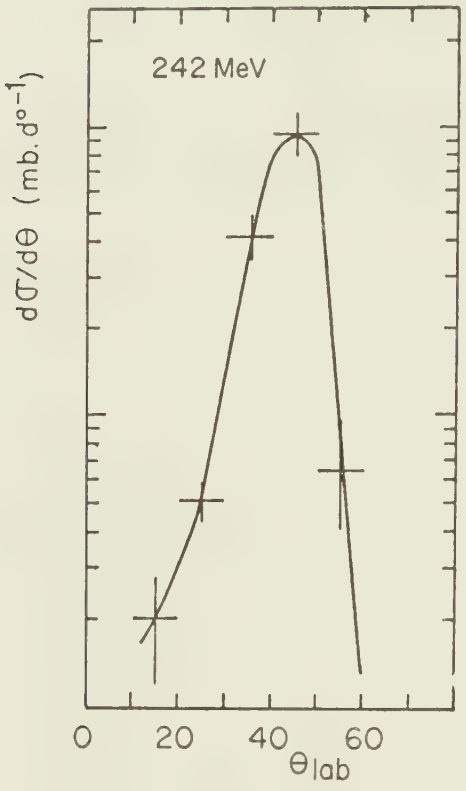


Fig. 47 : Distribution angulaire de ^{211}At produit par la réaction Ar + Tl à 242 MeV

Deux autres aspects importants de ces réactions ont été soulignés par la mesure simultanée des produits lourds et des résidus légers obtenus à l'issue de ces réactions de transfert. Cette expérience a été réalisée en collaboration avec les chercheurs du C.E.N. de Bordeaux Gradignan (FLEOO) sur le système Ar+Bi à 212MeV. Dans la limite des incertitudes expérimentales, elle a pu confirmer l'existence d'un processus à 2 corps, à partir de la complémentarité des distributions angulaires et des sections efficaces lourd-léger mesurées, ainsi que la production de résidus légers dans des états d'excitation faibles (pas d'évaporation de particules).

8 . Analyse des distributions en énergie C.M.

Les bandes d'énergie CM calculées selon la relation (4) pour chaque voie de production considérée peuvent être comparées aux distributions en énergie C.M. déduites de nos résultats expérimentaux. La figure n° 48 présente un exemple d'une telle comparaison pour le système ^{14}N + Bi à deux énergies 74 et 99 MeV. La distribution obtenue à haute énergie est sensiblement plus large que celle observée à 74MeV, ceci est dû à la contribution de plusieurs mécanismes de production.

Nous retrouvons les conclusions énoncées plus haut (voir tableau 7) à 74MeV, le mécanisme (2p-γ) semble le plus plausible la contribution (^{3}He-n) plus marginale peut être écartée. A 99 MeV, l'ensemble des voies de production proposées recoupe la distribution. Les diagrammes tridimensionnels correspondants $d^2\sigma/d\bar{\theta}.d\bar{E}$ montrent que la contribution de la réaction (2p-γ) à 74 MeV provient surtout de l'angle $\bar{\theta}°_{CM} \simeq 40°$ et que pour $\bar{E}$ = 99MeV l'ensemble des mécanismes produit un maximum dans la distribution angulaire CM pour $\bar{\theta}°_{CM} \simeq 120°$.

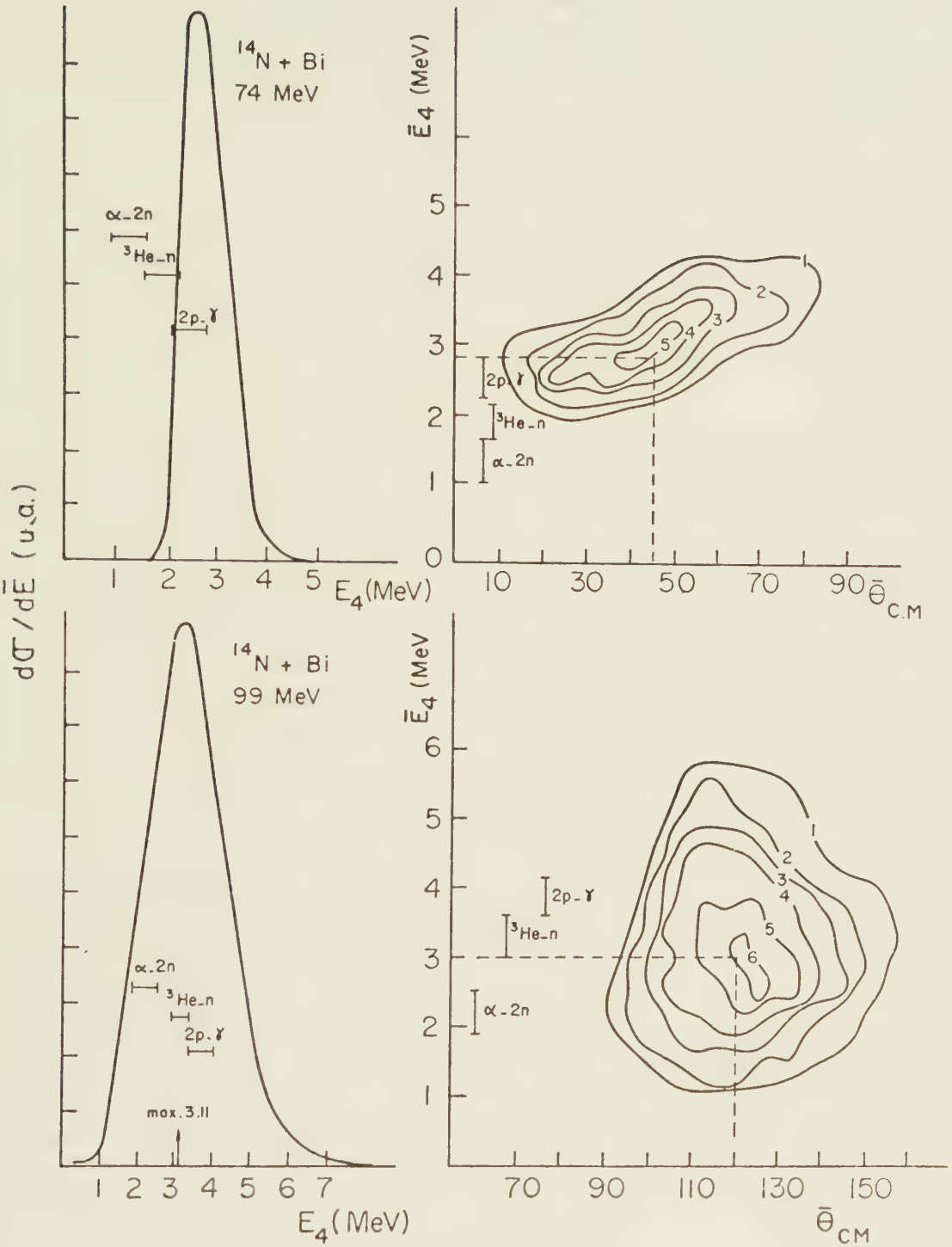


Fig. 48 : Analyse des voies de production de l'isotope ^{211}At produit par ^{14}N + Bi à partir des spectres en énergie (CM) à 74 et 99MeV. Les deux diagrammes tridimentionnels $d\sigma/d\bar{\theta}.d\bar{E}$ correspondant à ces deux énergies sont également reportés.

La discussion que nous venons de conclure nous permet d'associer à chacun des isotopes étudiés sa voie de production la plus probable selon la plage d'énergie où l'on se trouve. L'analyse des résultats expérimentaux peut être abordée avec une optique un peu différente, consistant à discuter les résultats en termes de classe de production et non plus d'isotope observé.

CHAPITRE IV

ANALYSE DES RESULTATS EXPERIMENTAUX - DISTANCES D'APPROCHE ET FENETRE DE MOMENTS ANGULAIRES

1. Interprétation semi-classique des caractéristiques des réactions de transfert entre ions lourds.

La description semi-classique des réactions entre ions lourds est basée sur le fait que la longueur d'onde $\lambda\!\!\!^{-}$ du mouvement relatif des centres de masse des noyaux interagissants est très petite. La localisation spatiale très marquée des paquets d'onde représentant les noyaux (extension de l'ordre de $\lambda\!\!\!^{-}$) permet de leur associer une trajectoire calculable au moyen des relations de la mécanique classique (BRO72)(KNO75).

- Justification de l'approximation pour nos systèmes.

Pour des collisions aux énergies sous coulombiennes, on compare généralement la longueur d'onde du mouvement relatif $\lambda\!\!\!^{-} = \hbar/(\mu_i.\bar{v})$ (cf notations) à la distance minimale d'approche pour un choc frontal, soit :

$$Ro = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\bar{E}}$$

que l'on peut exprimer en fonction du paramètre de Sommerfeld

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\bar{E}\lambda} \quad \text{par} \quad Ro = 2\eta\lambda\!\!\!^{-}$$

Par comparaison à cette nouvelle référence, la condition devient : $\lambda\!\!\!^{-} << Ro$, ce qui implique $\eta >> 1$ qui est la condition de Sommerfeld permettant l'utilisation de l'approximation semi-classique. Le tableau ci-contre présente quelques valeurs de ce paramètre calculé pour nos systèmes lorsque l'énergie incidente est voisine de la barrière d'interaction. La condition $\eta >> 1$ y est toujours réalisée.

Système	Energie(L) (MeV)	η
$^{12}C+Bi$	60	35
$^{14}N+Bi$	70	41
$^{16}O+Bi$	80	47
$^{19}F+Bi$	90	54
$^{40}Ar+Bi$	200	105
$^{40}Ca+Bi$	220	111
$^{56}Fe+Bi$	290	155
$^{63}Cu+Bi$	330	165
$^{84}Kr+Bi$	430	208

Conséquences :

Une première conséquence du caractère semi-classique de ces interactions est l'existence d'une fenêtre étroite dans l'espace des moments angulaires qui leur est associée. En effet, les réactions de transfert se produisent préférentiellement lorsque les distances des centres des noyaux sont égales à une valeur Rmin proche de la somme des rayons nucléaires. Pour des distances d'approche plus faibles, c'est-à-dire pour des trajectoires de faible paramètre d'impact b, correspondant à de faibles valeurs de moment angulaire $l=b/\lambda$, la présence d'un champ nucléaire attractif ouvre les voies de réaction des processus fortement inélastiques et de l'absorption. D'autre part, pour les grandes interdistances, le recouvrement de matière devient trop faible et les réactions de transfert s'effacent devant les processus de diffusion élastique. La notion de trajectoire permet d'associer cette fenêtre de distance d'approche à la fenêtre des moments angulaires. Lorsque le potentiel d'interaction est donné par la partie coulombienne, on peut déduire de la distance d'approche Rmin, l'angle de diffusion le plus probable défini par :

$$\theta_e = 2 \text{ Arcsin } \left(\frac{K.Rmin}{\eta} - 1 \right)^{-1} \text{ avec } K = \frac{1}{\lambda}$$

que l'on désigne habituellement par angle d'effleurement.

Une seconde conséquence du caractère semi-classique de ces interactions est que le raccordement des trajectoires au point de transfert doit toujours rester dans les limites de la longueur d'onde λ sous peine de voir les sections efficaces correspondantes décroître brusquement. La condition optimale de transfert sera donc réalisée pour $Rmin(i)=Rmin(f)$ où $Rmin(i,f)$ désigne la distance minimale d'approche pour le système avant et après transfert. De plus, la probabilité optimale de transfert sera obtenue lorsque la discontinuité des trajectoires et des vitesses due au changement des paramètres de la réaction au moment du transfert (changement de masses réduites, modification du produit des charges...) sera minimale. Cela se traduit par l'existence d'une chaleur de réaction optimale Q_{OPT} telle que $Q_{OPT} = Q_{gg} - E^*_{OPT}$ (où E^*_{OPT} désigne l'énergie d'excitation optimale du système en voie de sortie) et d'un transfert de moment angulaire optimal ΔL_{OPT}.

La notion de chaleur de réaction optimale sera développée au cours du chapitre V.

Les distributions angulaires C.M. observées pour les résidus lourds issus des réactions de transferts quasi-élastiques présentent généralement une allure de courbe en cloche ; la croissance des sections efficaces différentielles au fur et à mesure que l'angle d'observation augmente est due à l'affaiblissement progressif des voies de l'absorption alors que la chute des sections efficaces pour les grands angles est due à la compétition des processus de diffusion élastique. Les distributions des résidus légers sont, bien entendu, complémentaires par rapport à 180° C.M.

La description des distributions de moments angulaires (ou de distances d'approche) en voie d'entrée responsables des distributions angulaires observées est à la base des principaux modèles phénoménologiques visant à reproduire les caractéristiques des réactions de transfert quasi-élastique : paramétrisation par une distribution carrée (KAM62), gaussienne (STR64) ou dérivée d'une forme de Wood Saxon (FRA64) que nous utiliserons plus loin pour analyser nos distributions angulaires C.M.

2. Calcul classique des fonctions de déflexion, effet arc en ciel, influence sur les distributions angulaires.

La transformation des valeurs de moments angulaires en angles de déflexion correspondants s'effectue par l'intermédiaire de la fonction de déflexion dont l'expression habituelle est :

$$\theta(l) = \frac{2d\delta l}{dl}$$

δl étant le déphasage exprimé en approximation B.K.W.

Pour un champ purement coulombien $\theta(l) = 2\ \mathrm{Arctg}\ \frac{\eta_i}{l}$

η_i étant le paramètre de Sommerfeld de la voie d'entrée.

La correspondance l-$\bar{\theta}$ est alors biunivoque.

Dans le cas général

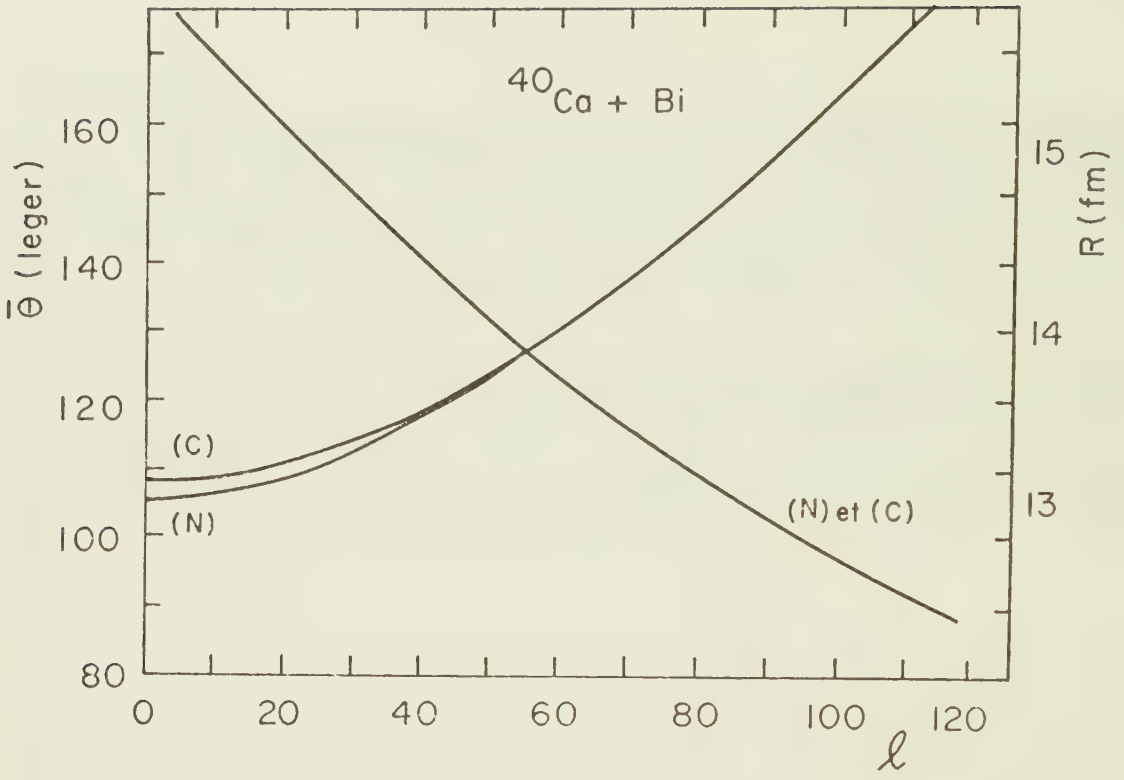
$$\theta(l) = \pi - 2\int_{R_{min}}^{\infty} \frac{(l+1/2)\hbar}{R^2} \left[2\mu_i(\bar{E}-V(R)) - \left(\frac{(l+1/2)\hbar}{R}\right)^2 \right]^{-1/2}$$

où V(R) est égal à la somme des potentiels coulombien et nucléaire, Rmin est la distance minimale d'approche pour la trajectoire de moment angulaire $L=(l+1/2)\hbar$. Cette intégrale peut faire l'objet de simplifications selon le domaine angulaire considéré (SIL74, SIL75). Les figures 49 et 50 présentent à titre d'exemple les fonctions de déflexion coulombienne (C) et nucléaire (N) calculées selon (6) pour le système $^{40}Ca+Bi$ à 217MeV et pour le système $^{14}N+Bi$ à 99MeV. Le potentiel nucléaire introduit dans le calcul est celui déduit par C. Ngô (NGO75) du formalisme de la densité d'énergie de Bruckner (BRU68) dont la formulation est la suivante :

$$V_N = \frac{(M_1.M_2)^{1/3}}{M_1^{1/3} + M_2^{1/3}}\ U_N(S) \quad \text{avec } U_N(S) = -\bar{V}\exp(-0{,}27S^2) \text{ pour } S \geq 0$$

où $S = R - \bar{r}\,(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$. Les paramètres $\bar{V}$ et $\bar{r}$ sont fixés par comparaison aux résultats expérimentaux et pris égaux respectivement à -30MeV et 1Fm pour tous les systèmes. Pour le système Ca+Bi, l'énergie incidente est inférieure à la barrière (0,96B) et les deux fonctions de déflexion sont identiques. On observe par contre, un léger écart pour les distances minimales d'approche correspondant aux faibles valeurs de l et calculées selon (C) ou (N) (cf même figure, échelle de droite), le potentiel nucléaire tend à diminuer la distance d'approche.

Après un palier correspondant aux faibles valeurs de l, on observe une croissance régulière de cette distance quand l augmente. C'est cette interdistance croissante qui, nous l'avons vu, va limiter les possibilités de transfert pour les grandes valeurs de l. Nous aurons l'occasion d'utiliser cette courbe au chapitre V quand nous exploiterons la dis-



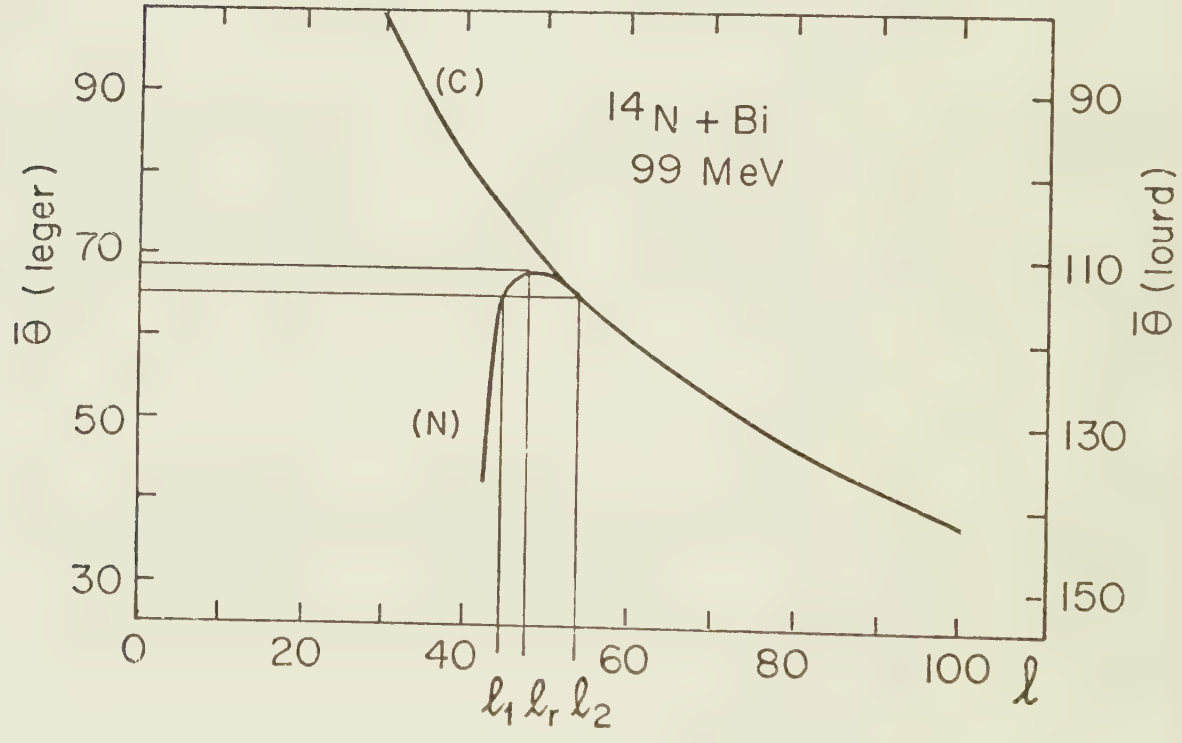


Fig. 49 et 50 : Fonctions de déflexion (c) et (N) pour les systèmes ^{40}Ca+Bi (0,96B) -fig.49- et ^{14}N+Bi(1,34B) -fig.50-.
La variation de la distance d'approche en fonction du moment angulaire orbital l est reportée sur la figure 49 pour le système ^{40}Ca+Bi.

tribution angulaire C.M de ce système.

Pour le système ^{14}N + Bi à haute énergie (1,34B), les fonctions de déflexion (C) et (N) sont complètement différentes : Alors que la courbe correspondant au potentiel coulombien répulsif est monotone décroissante, la courbe (N) passe par un maximum pour une valeur l_r. Ce maximum est dû au fait que, pour cette énergie incidente élevée, les distances minimales d'approche sont telles que le potentiel nucléaire attractif devient prépondérant pour les valeurs de moment angulaire inférieures à l_r. La correspondance l-$\bar{\theta}$ n'est plus biunivoque : les trajectoires de moment angulaire l_1 et l_2 sont diffusées suivant le même angle $\bar{\theta}$ et le calcul de la section efficace pour cet angle $\bar{\theta}$ doit faire intervenir un terme d'interférence quantique supplémentaire. Une zone de moment angulaire particulièrement importante pour cette fonction correspond à la région située au voisinage du maximum ($\bar{\theta}r$, l_R). On assiste pour cette zone à une focalisation des trajectoires de différents l pour des angles $\bar{\theta}(l)$ très proche du maximum de la fonction. Par analogie avec le traitement théorique de la diffusion d'un rayon lumineux sur une gouttelette d'eau, Ford et Wheeler (FOR59) ont qualifié cette région de zone de diffusion "arc en ciel" (rainbow scattering), l'angle du maximum de la fonction étant couramment dénommé angle de rainbow. On doit donc s'attendre dans l'approximation classique à ce que cet angle de rainbow serve de borne supérieure pour les distributions angulaires faisant intervenir des processus proches de la diffusion élastique. Un autre point particulier de cette fonction de déflexion correspond à l'étroite bande de moments angulaires où l'on assiste à la chute brutale vers les petits angles et même vers les angles négatifs. Ce point dit de "diffusion spirale" (orbiting) correspond à l'enroulement des trajectoires classiques autour du centre diffuseur.

Une propriété particulière de l'angle de rainbow qui avait été soulignée dans le cas des collisions atomiques est de ne dépendre principalement que du rapport E/ε (ε était le minimum du potentiel d'interaction atome-atome du type Lennard-Jones). Une extension de cette propriété a été réalisée par R. da Silveira (SIL74) pour les collisions entre noyaux lourds. Dans ce cas, l'angle de rainbow est parfaitement déterminé par le rapport E/B, B étant la barrière de potentiel calculée pour l'onde $l = 0$. La courbe continue présentée sur la figure n° 51 donne la variation de $\theta_{rainbow}$ avec E/B (SIL74). Cette courbe, confrontée à des résultats expérimentaux relatifs aux transferts de neutrons, donne un bon accord entre les valeurs des maxima des distributions angulaires et les barrières de potentiel expérimentales. Le maximum de probabilité de réaction est donc dans ce cas, obtenu pour un angle égal à celui du rainbow.

Nous avons vérifié que la nature du potentiel nucléaire introduit dans le calcul de $\bar{\theta}_r$ influait peu sur le résultat, dans la mesure où la hauteur de la barrière était correctement reproduite. Pour cela, nous avons calculé quelques valeurs de $\bar{\theta}_r = f(E/B)$ en remplaçant le potentiel nucléaire initial du type Wood-Saxon par le potentiel nucléaire de C. Ngô décrit plus haut. Les points ainsi calculés sont figurés sur la courbe.

On constate que les valeurs obtenues sont identiques, ce qui renforce la validité de cette loi d'échelle.

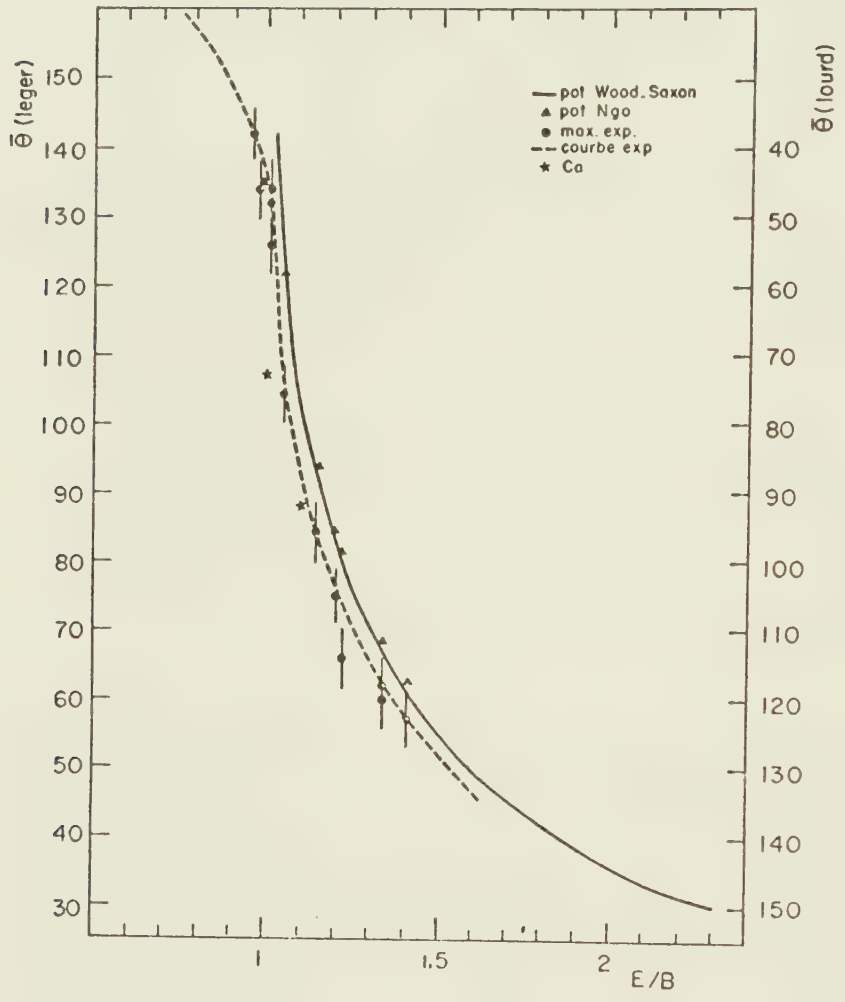


Fig. 51 : Variation de l'angle de rainbow en fonction du rapport E/B (réf.SIL74) (courbe continue). Les triangles sont associés au calcul avec un potentiel nucléaire de type C. Ngô ; les points expérimentaux sont reportés avec leurs barre d'erreur. Les symboles ★ correspondent aux valeurs d'angles donnant le meilleur lissage de la courbe de recul projeté $^{40}Ca+Bi$.

Si l'on reporte maintenant les maxima déterminés sur nos distributions angulaires expérimentales $(d\sigma/d\bar{\theta})$C.M. en fonction du rapport E/B correspondant à nos mesures, on peut voir que les points relatifs au transfert (2p-γ) pour divers projectiles incidents se distribuent sur une courbe sensiblement parallèle et située une dizaine de degrés plus bas que la courbe de référence. La loi d'évolution des maxima en fonction de E/B est donc similaire ; l'écart observé peut être attribué à la nature du transfert (particules chargées) pour lequel les caractéristiques du système entre les voies initiales et finales sont fortement perturbées, ce qui n'était pas le cas des transferts de neutrons invoqués plus haut, dont les courbes de potentiel entrée-sortie sont toujours très proches ($Q_{OPT} \simeq 0$).

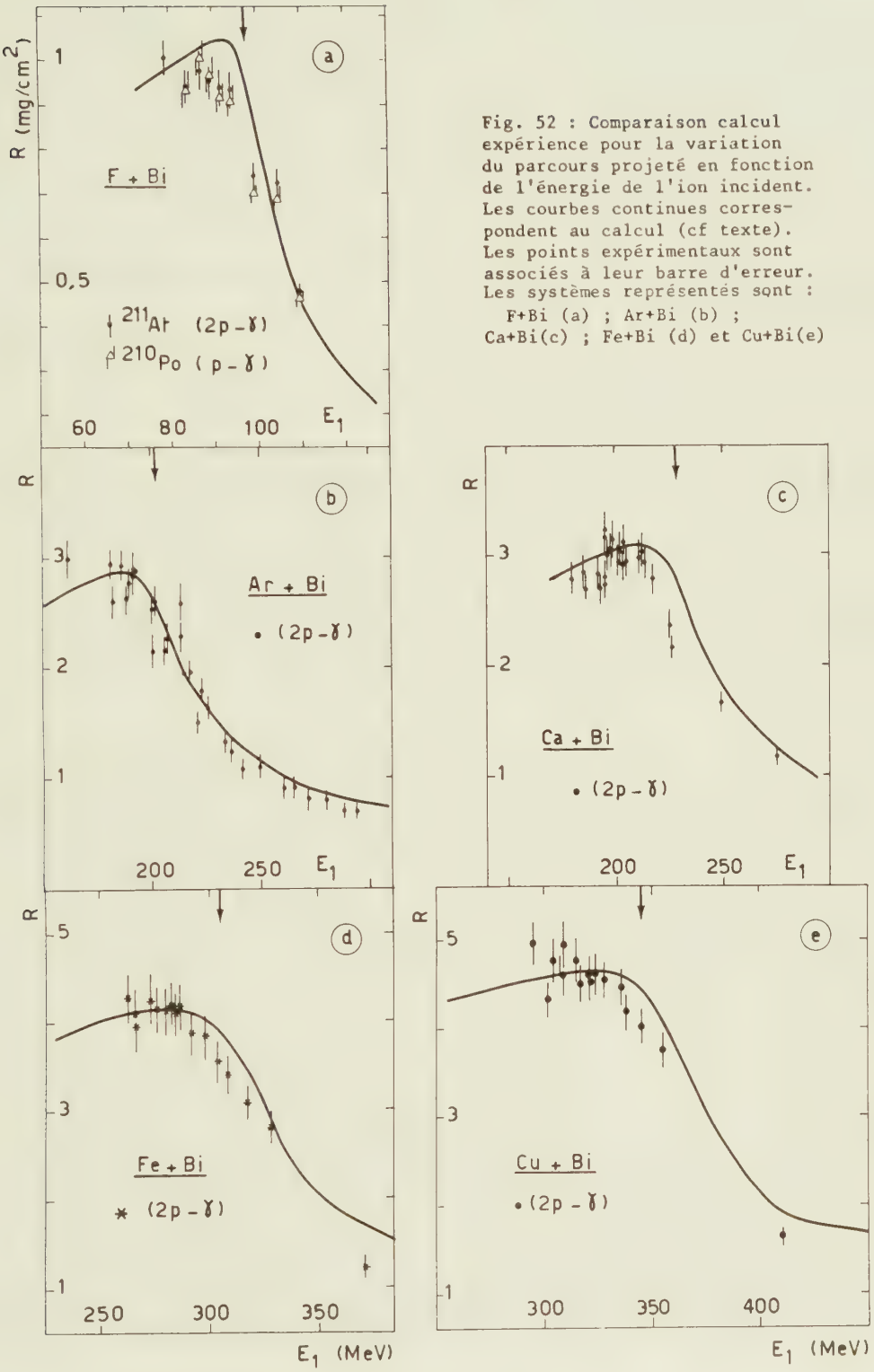


Fig. 52 : Comparaison calcul expérience pour la variation du parcours projeté en fonction de l'énergie de l'ion incident. Les courbes continues correspondent au calcul (cf texte). Les points expérimentaux sont associés à leur barre d'erreur. Les systèmes représentés sont : F+Bi (a) ; Ar+Bi (b) ; Ca+Bi(c) ; Fe+Bi (d) et Cu+Bi(e)

Pour les énergies inférieures à la barrière (E/B<1) les points représentant les maxima des distributions expérimentales $d\sigma/d\bar{\theta} = f(\bar{\theta})$ correspondent à des angles plus petits que 180°, alors que l'effet arc en ciel n'existe plus pour la voie d'entrée. Nous verrons au chapitre V (paragraphe 5) que l'on observe alors une probabilité de transfert maximale pour 180°, mais que la conversion des distributions angulaires $d\sigma/d\Omega(\bar{\theta})$ en $d\sigma/d\bar{\theta}(\bar{\theta})$ déplace ce maximum vers un angle plus faible (de l'ordre de 160° pour une énergie incidente égale à 0,75B (20° pour le résidu lourd)) (cf. tableau n° 12). La courbe de la figure 51 a été prolongée vers les faibles valeurs E/B pour tenir compte de cette valeur calculée. Cette courbe va être utilisée pour l'analyse des variations du parcours projeté en fonction de l'énergie incidente.

3. Interprétation des courbes de variation des parcours projetés avec l'énergie incidente.

Les distributions de parcours projetés dont nous avons défini les caractéristiques principales au chapitre II, peuvent être reproduites de façon satisfaisante à partir des hypothèses suivantes :

Pour une énergie incidente donnée, le maximum de la section efficace différentielle est supposé réalisé pour l'angle $\bar{\theta}_{max}$ déterminé sur la courbe de variation $\bar{\theta}_{exp} = f(E/B)$ que nous venons d'établir. B est alors la barrière de potentiel du système en voie d'entrée. Du choix de cet angle, on peut déduire par un calcul cinématique simple l'énergie de recul du produit lourd de la réaction à l'issue de la réaction de transfert considérée (2p-γ) par exemple (E4). Cette énergie de recul est alors transformée en parcours de recul correspondant (cf. chap. I). La valeur de ce parcours est ensuite projetée sur l'axe du faisceau, puis comparée à nos résultats expérimentaux.

La figure 52 fournit un exemple de telles comparaisons. Au fur et à mesure que l'énergie incidente augmente, on assiste à une croissance régulière des parcours de recul, correspondant à la diminution progressive de la distance d'approche (les angles de diffusion variant relativement peu pour cette zone d'énergie). Cette croissance se poursuit jusqu'à ce que l'on atteigne la valeur R=Rmin optimale, pour une énergie proche de la barrière (figurée par une flèche verticale sur le graphique). Une fois la barrière franchie, le transfert considéré s'effectue pour des trajectoires correspondant à des angles de diffusion de plus en plus élevés (E/B>1). Pour ces angles, la cinématique conduit à des parcours de reculs de plus en plus faibles, la projection sur l'axe du faisceau venant encore réduire cette valeur. Ce calcul très simple reproduit bien l'allure générale de l'évolution des points expérimentaux. Il est toutefois nécessaire de remarquer que l'accord le meilleur est obtenu pour le système $^{40}Ar+Bi$ pour lequel les conditions énergétiques sont telles que le potentiel de la voie d'entrée limite effectivement le transfert ainsi que nous le verrons au chapitre V. Cette constatation nous permet de souligner l'importance du paramètre B sur l'allure de ces distributions. En effet, une faible variation sur l'estimation de B (ou encore un changement brutal d'amplitude de cette barrière entre les voies initiales et finales) va se traduire par un décalage important sur l'angle expérimental déduit du rapport E/B (la courbe de variation étant presque verticale au voisinage de la barrière). Nous avons reporté à titre d'exemple les valeurs d'angle nécessaires à la reproduction optimale des parcours projetés du système $^{40}Ca+Bi$ pour

lequel un écart notable est observé. On voit que ces valeurs restent très voisines de la courbe $\bar{\theta}_{exp} = f(E/B)$ et qu'une faible translation sur l'échelle E/B permettrait d'en rendre compte. On peut donc estimer que l'accord obtenu entre les valeurs déduites de cette simple analyse et celles déterminées expérimentalement est significatif d'une loi d'évolution qui semble dominée par les propriétés du système en voie d'entrée (énergie, barrière), le changement des caractéristiques du système au point de transfert jouant surtout en tant que perturbation et ne changeant pas l'allure fondamentale de la courbe.

La mesure d'un parcours projeté peut ainsi être utilisée si l'on dispose d'une calibration préalable, pour préciser la hauteur d'une barrière d'interaction et cela avec d'autant plus de précision que l'on sera plus proche de l'énergie de cette barrière.

4. Analyse des distributions angulaires en termes de distance d'approche.

a) Etude selon une diffusion classique dans un champ coulombien.

Si l'on adopte la description classique, on peut associer à chaque paramètre d'impact b une trajectoire bien définie. La contribution à la section efficace de réaction des trajectoires comprises entre b et b+db s'écrit : $d\sigma = 2\pi b.P(b)db$ (7)

P(b) représente la probabilité d'observer la réaction pour la trajectoire considérée. Si l'on suppose que le transfert ne s'effectue qu'à la distance minimum d'approche R, il est possible de transformer les distributions expérimentales $d\sigma/d\bar{\theta}$ en distribution P(R) : probabilité de transfert en fonction de la distance d'approche :

$$\text{soit : } P(R) = \frac{d\sigma}{2\pi b(\frac{db}{dR})dR} = \frac{1}{\pi}\frac{d\sigma}{d\bar{\theta}} \times \frac{d\bar{\theta}}{dR} \times \frac{dR}{2bdb}$$

La distance minimum d'approche dans une trajectoire coulombienne est donnée par la relation :

$$R = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2\bar{E}}(1 + \csc\frac{\bar{\theta}}{2}) \qquad (8)$$

de même, le paramètre d'impact b s'exprime en fonction de R, selon :

$$b = R(1-\frac{V(R)}{\bar{E}})^{1/2}$$

L'expression de P(R) s'écrit finalement :

$$P(R) = \left[\frac{36}{\pi}\frac{\sin\bar{\theta}/2}{b(2R-Ro)}\right]\left(\frac{d\sigma}{d\bar{\theta}}\right)_{mb}d°^{-1} \qquad (9)$$

avec $Ro = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\bar{E}}$ distance minimale d'approche pour un choc frontal.

Cette relation est utilisée pour calculer la valeur de R correspondant au maximum de la distribution P(R). Deux exemples de distributions ainsi obtenues sont données dans la fig. 53. Cette valeur peut être paramétrisée sous la forme $r_o(M_1^{1/3} + M_2^{1/3})$, afin de permettre une comparaison des distances d'approche correspondant à différents projectiles.

Les valeurs de r_o ainsi obtenues sont présentées pour différents ions incidents dans le tableau n° 10 (colonne : r_o classique). On constate que pour un système donné, la valeur de r_o est peu sensible au changement de l'énergie incidente. Par contre, la nature de l'ion incident semble être reflétée par une légère diminution du paramètre r_o quand la masse du projectile augmente. Cet effet est suffisamment faible pour pouvoir s'interpréter par une insuffisance de la paramétrisation en $(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$ qui reproduit assez bien l'évolution des rayons des ions incidents, mais ne peut s'appliquer à l'épaisseur de la surface nucléaire qui varie assez peu d'un projectile à l'autre.

L'introduction d'un terme nucléaire dans le calcul n'a que peu d'influence pour les systèmes pris aux faibles énergies. En effet, nous avons vu que les fonctions de déflexion obtenues pour des valeurs $E/B \simeq 1$ sont pratiquement confondues (fig. 49). Par contre, ce terme nucléaire en induisant l'apparition d'un angle arc-en-ciel à haute énergie va tendre à focaliser les trajectoires autour de cet angle. Conjointement à cet effet, la courbure du potentiel d'interaction correspondant implique une distance d'interaction plus faible que pour le potentiel coulombien seul. Nos déterminations de r_o à haute énergie (C) sont donc des valeurs limites supérieures pour les distances de transfert correspondantes.

Une analyse de ce type est basée sur l'hypothèse du caractère dominant des caractéristiques de la réaction pour le système en voie d'entrée. Cette approximation n'est pas très valable pour les ions légers, pour lesquels le transfert de masse, de charge ou de moment angulaire n'est pas négligeable. Ce changement des caractéristiques du système avant et après transfert a été inclus dans un calcul basé sur un modèle phénoménologique de Frahn et Venter qui est présenté ci-dessous.

b) - Analyse des distributions à partir de la paramétrisation de Frahn et Venter.

. Principe du calcul.

Sous sa forme la plus simple, ce modèle est basé sur l'existence d'une fenêtre étroite dans l'espace des moments angulaires (l) et centrée autour d'une valeur optimale, L_{OPT} (FRA64). Le principe du calcul consiste alors à paramétriser le calcul des déphasages qui intervient dans l'expression du développement en ondes partielles de l'amplitude de diffusion, par cette distribution pondérée de moments angulaires. Nous rappelons que cette amplitude de diffusion quasi-élastique s'écrit :

$$F(\theta) = -\frac{i}{2K}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1).G_{(l)}\ e^{2i\,\delta l}\ P_l(\cos\theta)$$

δl étant les déphasages, $P_l(\cos\theta)$ les polynomes de Legendre, $G(l)$ la fonction qui va servir à paramétriser la distribution des l. Pour $G(l)$, Frahn et Venter ont proposé la forme suivante :

$$G(l) = \tau.\frac{d}{dl}\left[1+\exp((L_{OPT}-l)/\Delta)\right]^{-1} \quad (10)$$

qui n'est autre que la dérivée d'une distribution de Wood-Saxon. Le paramètre Δ qui caractérise la largeur de la distribution est reliée à la diffusité d et au rayon d'interaction R par :

$$\Delta = Kd\ (1-\frac{\eta}{KR})(1-\frac{2\eta}{KR})^{-1/2}$$

η étant le paramètre de Sommerfeld.

avec $L_{OPT} = KR\ (1-\frac{2\eta}{KR})^{1/2}$

Sous cette forme, le modèle ne tient pas compte de la voie de sortie (la chaleur de réaction est supposée nulle, il n'y a pas de transfert de moment angulaire ni de modification des masses réduites et du produit des charges).

Nous avons utilisé une variante plus élaborée de ce modèle, réalisée par A. Fleury et Y. Llabador du C.E.N. de Bordeaux Gradignan qui ont calculé cette amplitude de diffusion en y incluant le transfert d'énergie, de masse, de charge, et de moment angulaire, le potentiel d'interaction étant pris sous sa forme complète (coulomb.+nucléaire). La formulation est dérivée de celle de Toepffer (TOE72).

Reprenons l'amplitude de diffusion, mais exprimée cette fois ci pour un système passant d'un état initial i à un état final f.

$$T_{if} = \sum_{l_i l_f} I_{(l_i,l_f,Q)} \cdot i^{(l_i-l_f)} \cdot e^{i(\delta l_i+\delta l_f(Q))} \cdot P_{lf}(\cos\theta)$$

Les termes δl sont les déphasages pour les voies initiales et finales,

$I_{l_i l_f Q}$ est un élément de matrice radial qui traduit à la fois la portée et l'intensité de l'interaction. Il se définit par :

$$\text{avec } I_{(l_i,l_f,Q)} = \int \psi_{lf}^{*}(R) \cdot G(R) \cdot \psi_{li}(R)\ dR$$

$\psi_{li,lf}$ sont les fonctions d'ondes pour les voies d'entrée et de sortie exprimée dans l'approximation B.K.W.

Le nombre d'onde K_f qui intervient dans l'expression de la fonction d'onde $\psi_{lf}(R)$ contient la dépendance énergétique en Q.

Ces auteurs ont vérifié que pour des couples de données : Q de réaction - L_{OPT} correspondant, l'intégrale de l'élément de matrice radial garde toujours la même valeur quelque soit Q. Cela suppose que pour chaque l_i, on associe un seul lf et non pas une distribution de lf. Dans ce cas, l'élément de matrice radial se simplifie et correspond à une constante près au facteur de forme. L'amplitude de diffusion s'écrit alors :

$$T_{if} = \sum_{l_i} G_{li}(2l_i+1)e^{i(\delta l_i+\delta l_f)} \cdot P_{lf}(\cos\theta)$$

la correspondance li, lf étant biunivoque.

Pratiquement, le calcul se déroule de la façon suivante :

1) Choix des potentiels d'interaction.

Le potentiel coulombien est calculé à partir des relations établies par DEVRIES (DEV75). Pour le potentiel nucléaire, la forme utilisée est celle qui a été décrite au paragraphe 3 de ce chapitre.

2) Calcul de G(li).

Les fonctions G(li) est déduite d'une fonction G(Ri) qui a été utilisée pour paramétriser la distribution des distances d'approche en voie d'entrée. La fonction G(Ri) est du même type que celle proposée par Frahn soit :

$$G(Ri) = \tau \frac{d}{dR} [1+\exp((Rmin-R)/\Delta)]^{-1} \qquad (11)$$

La correspondance R-l est ensuite effectuée à partir de l'équation : $\bar{E} = V(R_i)$ (10); V(R) contenant la dépendance en l sous la forme du potentiel centrifuge en $l(l+1)\hbar^2/2\mu R^2$; Pour $\bar{E}$ donné, on déduit pour chacun des R de la distribution (11), la valeur de l correspondant par la relation (10).

3) Détermination du moment angulaire optimal en voie de sortie.

La valeur de l que nous venons d'associer au R le plus favorable ne dépend que des caractéristiques du système avant transfert. Le calcul du moment angulaire final est effectué en faisant l'hypothèse suivante :

Pour une valeur Ri de la distance d'approche initiale, la valeur R_f est calculée en tenant compte de l'effet de recul dû au changement de position des centres de masse avant et après transfert (voir chapitre V). Le moment angulaire orbital final lf est alors déduit de la résolution de l'équation $\bar{E} + Q_{gg} = V(R_f)$.

Cette méthode de calcul est appliquée à l'ensemble des valeurs de moments angulaires des distributions en voie d'entrée.

4) Calcul des déphasages.

Les déphasages exprimés dans l'approximation B.K.W. sont de la forme :

$$S_l = \frac{\pi}{2}(l+1/2) + (\hbar c)^{-1} \int_{Rmin(l)}^{\infty} c(P_l(R) - P(\infty))dR - K_\infty R_{min}(l)$$

pour $l = 0$: $\delta_o = \frac{\pi}{4} + (\hbar c)^{-1} \int_{Rmin(O)}^{\infty} c(P_o(R) - P(\infty))d_R - K\infty Rmin(O)$

avec $K\infty = p(\infty)/\hbar = (2\bar{E}.m)^{1/2}/\hbar$

et $C.P_l(R) = [2\mu c^2(\bar{E} + Q - V_{(R)}]^{1/2}$

V(R) étant le potentiel total : Vcoulomb + Vcentrifuge + Vnucléaire. Le terme $\delta_1-\delta_{10}$ est évalué en faisant intervenir une distance de coupure pour les grandes valeurs de R au-delà de laquelle le potentiel nucléaire est supposé nul. Le calcul est identique pour les voies initiales et finales.

. Résultats et commentaires.

Le Tableau 10 renferme les conclusions des calculs avec le modèle correspondant à une simple diffusion paramétrisée en voie d'entrée, pour un champ coulombien seul F(C) ou total: coulombien et nucléaire F(N). La colonne F(T) correspond au calcul complet incluant les caractéristiques du système en voie de sortie. Dans ce dernier cas, le calcul a été effectué pour une énergie d'excitation finale égale à E^*OPT. Le paramètre r_o issu de ce calcul est celui qui donne le meilleur accord pour la position du maximum de la distribution angulaire calculée par rapport à la courbe expérimentale.

Système	E/B	$\bar{\theta}°$ Léger	r_o classique	r_o FC	r_o FN	r_o FT
$^{12}C+Bi$	1,41	57	1,51		1,57	1,75
$^{14}N+Bi$	1,01 1,34	132 62	1,49 1,50	1,51	1,49 1,60	1,53 1,75
$^{16}O+Bi$	0,98 1,2	134 75	1,48 1,51	1,65	1,51 1,57	1,56 1,66
$^{19}F+Bi$	0,99 1,15	136 84	1,48 1,52		1,46 1,53	1,45 1,60
$^{40}Ar+Bi$	1,05	104	1,45		1,45	1,47
$^{40}Ca+Bi$	0,96	142	1,40		1,42	∿1,40
14N+Bi (p-γ)	1,01 1,34	126 60	1,50 1,50	1,51	1,52 1,62	1,54 1,60

Tableau n° 10

Tableau comparatif des diverses déterminations du paramètre r_o - (voir texte). La colonne $\bar{\theta}°$ léger correspond à l'angle du maximum de nos distributions expérimentales exprimées pour le léger : $\bar{\theta}°$ léger = 180° - $\bar{\theta}°$

Nous discuterons successivement les différents éléments de ce tableau :

- comparaison du calcul classique avec le modèle F(C).

A basse énergie, l'accord obtenu entre les deux déterminations est bon. A haute énergie, le calcul de Frahn conduit à une valeur du paramètre r_o plus élevée que son homologue classique. Cet effet est généralement dû à la paramétrisation symétrique du modèle F(C) pour la fenêtre en P(R), alors que la détermination expérimentale issue du traitement classique présente dans la plupart des cas, une traîne pour les grandes valeurs de R cet effet étant particulièrement accentué à haute énergie. Cet élargissement de la distribution P(R) vers les grandes distances d'approche peut sans doute être attribué à la contribution de plusieurs voies de réaction. Le maximum de la distribution F(C) qui rend compte du maximum de la distribution angulaire expérimentale se trouve donc généralement décalé vers le centroïde de la distribution P(R) correspondante, c'est-à-dire vers une valeur de R plus élevée que celle qui correspond au maximum de cette distribution.

. Comparaison F (C) avec F (N).

Ainsi que nous l'avons déjà signalé l'introduction d'un terme nucléaire tend à diminuer la distance d'approche minimale et donc le paramètre r_o correspondant. Les valeurs calculées selon F(C) et F(N) sont en accord avec cette évolution. (cf tableau 10).

. Résultats obtenus avec le calcul complet F(T).

Pour les énergies proches de la barrière (E/B ≃ 1), l'accord obtenu entre les diverses déterminations reste bon et cela quelque soit la nature du projectile. A haute énergie, les valeurs issues du calcul complet sont légèrement majorées par rapport à celles des autres modes de détermination. Pour les systèmes légers, nous avons déjà souligné l'importante différence existant entre les caractéristiques entrée-sortie du système interagissant. Il était donc prévisible de trouver un écart notable qui tend à diminuer au fur et à mesure que l'on augmente la masse de l'ion incident, entre les différentes valeurs des r_o ainsi mesurées.

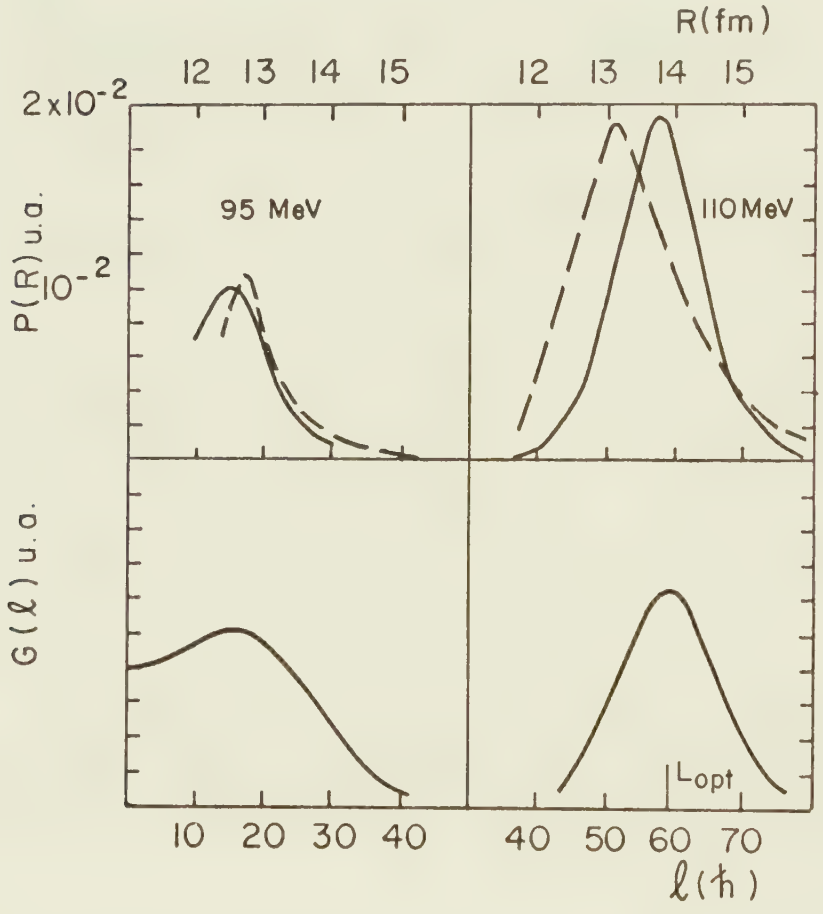


Fig. 53 : Distribution P(R) et G(l) obtenues pour le système ^{19}F+Bi à 95 et 110 MeV. Les courbes continues correspondent au calcul selon F(T) les courbes discontinues au calcul classique.

Sur la figure 53 sont présentées les distributions P(R) obtenues pour le système ^{19}F+Bi à deux énergies selon le calcul classique et le modèle F(T). Nous avons également reporté les fenêtres en l correspondant au modèle F(T). Ces fenêtres sont déduites de la distribution P(R) par la résolution de l'équation $\bar{E} = V(R)$ avec V(R) = VN+VC+Vcent. Soit :

$$1 = R\,[2\mu(\bar{E}-(V_N+V_C)\,]^{1/2} \qquad (12)$$

On voit qu'à basse énergie (95MeV(L)) les distributions P(R) sont très semblables, la coupure correspondant à $l = 0$ se trouve à une valeur de R plus faible dans le cas du calcul F(T)en raison de l'influence du potentiel nucléaire qui tend à diminuer la distance d'interaction optimale. A plus haute énergie (110MeV(L)), les deux distributions sont d'allure semblable, seule la traîne aux grandes valeurs de R n'est pas reproduite par la paramétrisation F(T). La fenêtre de moment angulaire déduite de la forme P(R) adoptée devient symétrique à haute énergie. Sa largeur ($\sim$20h), nous le verrons au paragraphe suivant, ne va pratiquement plus changer pour les énergies supérieures.

Les valeurs absolues que l'on peut tirer du tableau pour le paramètre r_o sont donc très proches les unes des autres pour ce type de transfert. Une valeur moyenne de 1,5fm peut être déduite de l'analyse classique. Si l'on fait intervenir l'influence des paramètres en voie finale, cette valeur atteint 1,55fm à basse énergie pour les ions légers et 1,45 pour les ions plus lourds. A haute énergie, ce paramètre devient plus élevé jusqu'à atteindre la valeur 1.75fm, ce qui représente un accroissement de 15% par rapport à la valeur moyenne obtenue à basse énergie. On peut de plus, remarquer que les valeurs que nous obtenons pour les transferts de charges (modèle F(C))sont comparables à celles de la référence (FRA64) concernant les transferts de neutrons pour le système ^{14}N + Au. A 1B, ces auteurs obtiennent un r_o=1,57fm, notre détermination à la même énergie donne 1,51fm.

5. Analyse semi-classique des fonctions d'excitation.

Une propriété intéressante des sections efficaces des réactions de transfert, qui a été soulignée aux chapitres II et III, est leur faible variation en fonction de l'énergie incidente lorsque cette énergie est élevée. Cette propriété se traduit par l'existence de plateaux dans les fonctions d'excitation. Pour les réactions induites par ^{12}C, nous avons montré au chapitre III que cette apparente constance des sections efficaces était due à la contribution successive de plusieurs voies de réaction, la fonction d'excitation de chacune d'elles passant par un maximum très plat. Dans ce qui suit, chaque fonction d'excitation de production d'un isotope (principalement ^{210}Po et ^{211}At) sera considérée dans son ensemble, c'est-à-dire en regroupant toutes les voies de production, et nous tenterons d'interpréter l'existence de ce palier pour les sections efficaces en fonction de l'énergie incidente. Chacune de ces courbes correspond alors à un transfert de charge bien déterminé (un proton pour ^{210}Po, 2 protons pour ^{211}At) le transfert de 4 charges étant négligeable dans la production de ^{211}At si l'ion incident est autre que ^{12}C. La sommation des sections efficaces de tous les isotopes d'Astate, qui représentent l'ensemble des transferts de 2 charges sera également étudiée. Les données expérimentales sont insuffisantes pour effectuer la même étude concernant le transfert d'une charge.

Nous étudierons de plus le rôle joué par la nature du projectile sur la valeur absolue des sections efficaces observées aux plateaux.

. Interprétation des fonctions d'excitation.

L'allure des fonctions d'excitation peut être convenablement reproduite à partir d'un calcul basé sur les hypothèses suivantes :

1. On se fixe une fenêtre de distance d'approche de largeur constante (1,5Fm) et centrée autour d'une valeur $R_{min}=r_o(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$ avec r_o pris égal à 1,65fm.

2. L'amplitude de la probabilité de transfert est gardée constante sur le domaine d'énergie considéré. Ces suppositions étaient déjà à la base de l'étude effectuée par Frahn et Venter (FRA64) concernant les fonctions d'excitation pour des transferts de neutrons. Dans notre cas, nous avons fixé nos paramètres en tenant compte de l'analyse effectuée au paragraphe précédent, la valeur utilisée étant une évaluation moyenne déduite du tableau pour les transferts de charges associés aux projectiles légers.

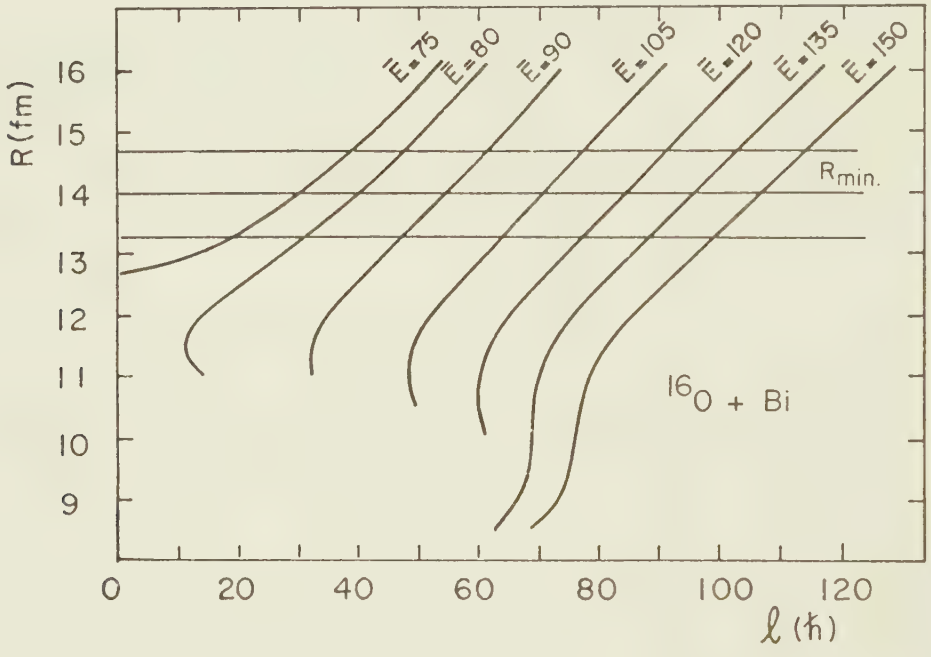


Fig. 54 : Distribution des distances d'approche en fonction du moment angulaire en voie d'entrée pour diverses énergies incidentes. (Voir texte)

Pour des énergies comprises entre B et 2B, l'hypothèse de la constance de la largeur pour la fenêtre en R, revient à utiliser une fenêtre de l dont la largeur est également constante. La valeur optimale (maximum de la distribution) croissant régulièrement avec l'énergie. En effet, si on effectue la transformation R-l par la relation (12) pour diverses énergies $\bar{E}$, on obtient un ensemble de courbes R=F(l) pratiquement linéaires comme on peut le constater sur la figure n° 54 pour le système ^{16}O+Bi. Si nous considérons la fenêtre en R de largeur constante centrée sur la valeur Rmin et qui est représentée sur la même figure sous forme de 3 droites horizontales (Rmin et 2 largeurs à mi-hauteur de la distribution) on constate immédiatement que pour les énergies incidentes élevées, les distributions de moments angulaires

découpées sur ces courbes deviennent très semblables, les courbes calculées dans ce domaine particulier de distances étant sensiblement parallèles.

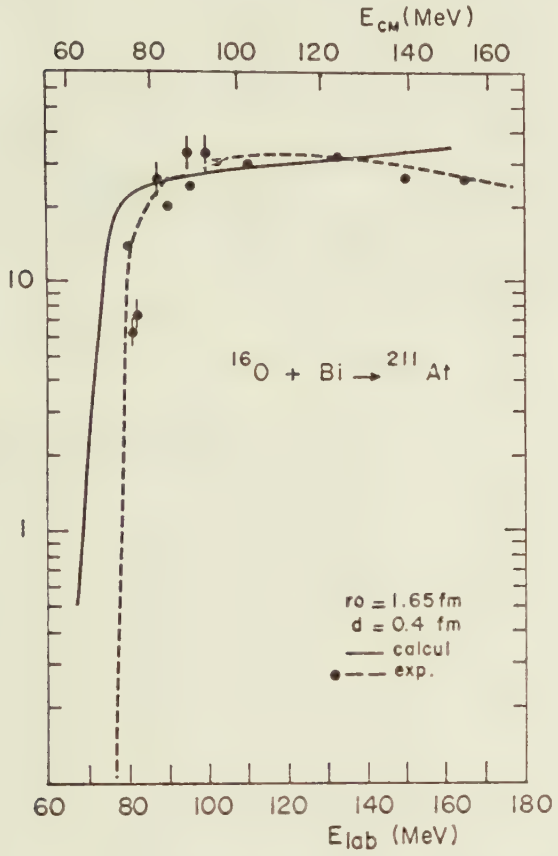


Fig. 55 : Comparaison de la fonction d'excitation calculée, avec les points expérimentaux, pour le système ^{16}O + Bi.

Après transformation des distributions P(R) en distributions P(l), les sections efficaces peuvent être calculées par la relation :

$$\sigma(\bar{E}) = \sum_{l} \pi\lambda^2 (2l+1)\ P(l) \qquad (13)$$

L'allure des fonctions d'excitation obtenue par ce calcul est très proche de celle des courbes expérimentales comme on peut le constater sur la figure n° 55 pour le système ^{16}O+Bi.
La chute des sections efficaces pour les faibles énergies est due uniquement à l'impossibilité d'atteindre les distances d'approche les plus faibles, même pour les moments angulaires proches de zéro. Le bon accord obtenu au niveau du plateau de la fonction d'excitation montre la validité de notre deuxième hypothèse (amplitude de probabilité constante).

Cette indépendance de la probabilité de transfert en fonction de l'énergie peut sembler à priori en contradiction avec l'existence pour chaque voie de sortie d'une chaleur de réaction optimale, qui elle dépend de l'énergie. Cependant, il faut rappeler ici que nous étudions une probabilité de production d'un isotope donné pour une gamme continue d'énergie d'excitation en voie de sortie (comprises entre E^*_{min} et E^*_{max}). En raison de la grande densité de niveaux existant, en particulier pour le noyau final lourd, il est toujours possible de sélectionner un groupe de niveaux finaux dont l'énergie d'excitation monte régulièrement avec l'énergie incidente.

C'est par un phénomène de compensation que la somme des sections efficaces observées reste pratiquement constante. Par conséquent, l'hypothèse de probabilité constante n'est plus valable près des seuils.

Si on suppose que la forme et la largeur de la distribution P(l) reste la même pour toutes les réactions de transfert quasi-élastique , la connaissance de la section efficace globale de ces processus permet de préciser les valeurs extrêmes de la distribution $\sigma(l)$ des sections efficaces de réaction. Le calcul présenté a été effectué pour le système

^{14}N+Bi à 99MeV (L) à partir des données suivantes :

La section efficace des processus quasi-élastiques a été estimée à partir de nos évaluations expérimentales pour les transferts de un proton, deux protons, et plus ou moins un neutron. La section efficace de transfert de un proton est égale à 70mb pour le ^{210}Po. Les autres isotopes n'ont pas été mesurés en raison de leur période trop longue. Les transferts de deux charges se limitent pour cette énergie à la production du ^{211}At soit 10mb. Les transferts de neutrons ont été mesurés sur une cible d'Or pour une énergie équivalente. Les sections efficaces étaient de 110mb (-n) et 10mb (+n). Le total de ces réactions correspond donc à 200mb. En raison des voies de réaction manquantes, cette valeur est légèrement sous-estimée. Elle représente environ 10% de la section efficace totale de réaction calculée par la relation :
$\sigma_T = \pi\lambda^2(L_{OPT}+1)^2$ avec $L_{OPT} = 62$. Cette valeur de L_{OPT} est celle qui correspond à Rmin = $1{,}65(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$ (relation (12)).

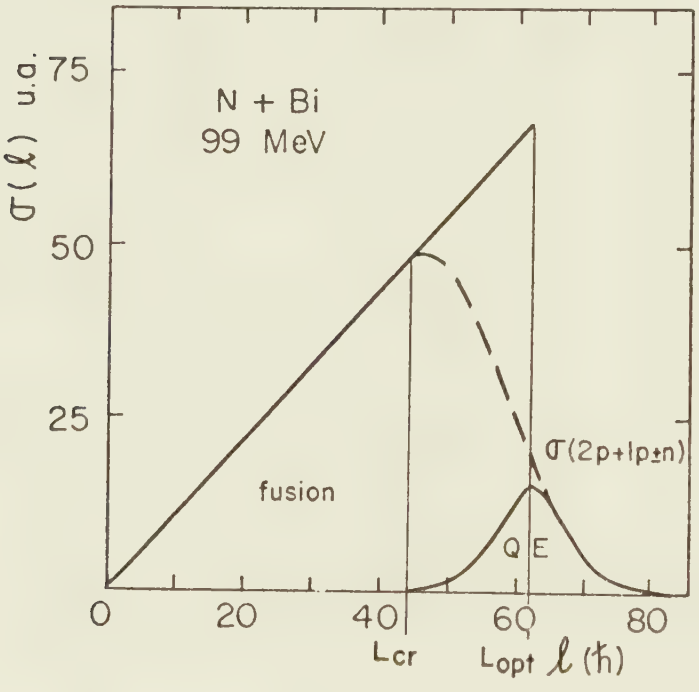


Fig. 56 : Distribution σ(1) pour le système ^{14}N + Bi à 99 MeV (voir commentaires dans le texte).

La distribution σ(1) des transferts quasi-élastiques est présentée sur la figure 56 où nous avons également tracé la droite $\sigma=\pi\lambda^2(21+1)$ et reporté la valeur de 1 correspondant au 1 critique qui délimite la distribution des processus de fusion, dans l'approximation de la coupure franche. Cette valeur a été calculée par la relation (12) pour un Rcritique évalué selon Galin et al. (GAL74) tel que : $Rc=1.(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$. Elle correspond à une section efficace de fusion égale à 1,1b. L'extension de la distribution σ1 des transferts quasi-élastiques vers les valeurs élevées de 1 représente la pointe extrême de la distribution des sections efficaces de réaction partielles schématisée en pointillé sur la figure. La différence entre ces valeurs et la droite $(21+1)\pi\lambda^2$ provient de la contribution de la diffusion élastique et inélastique. Pour les moments angulaires inférieurs à L_{OPT}, intervient la compétition des autres processus de réaction (transferts très inélastiques) qui sont associés à la section efficace manquante.

. Influence du projectile sur les sections efficaces à haute énergie.

La figure 57 représente la variation des sections efficaces expérimentales en fonction du Z du projectile mesurées au plateau des fonctions d'excitation pour la production de ^{210}Po (a) de ^{211}At (b) et de l'ensemble des isotopes d'Astate (c). Les points associés à une flèche verticale indiquent qu'une limite inférieure de section efficace a été reportée (absence de mesure des isotopes 209, 208 ou 207 de l'Astate).

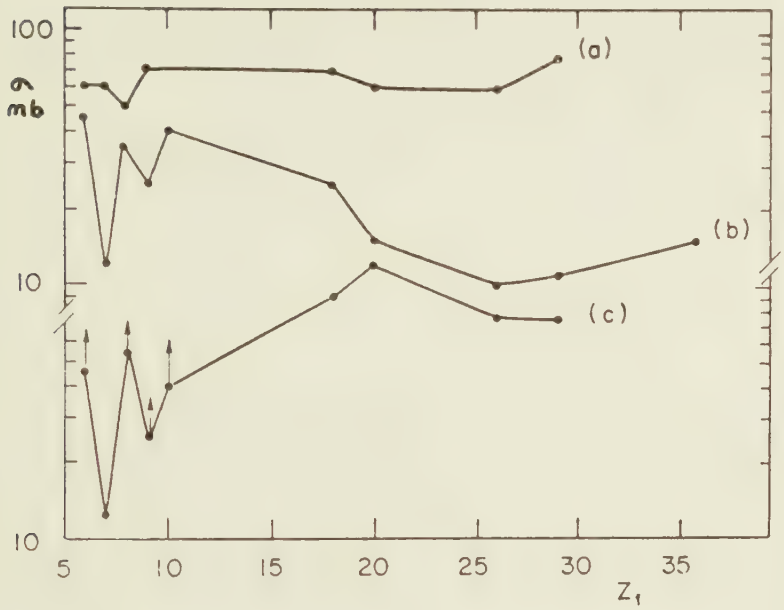


Fig. 57

On remarque tout d'abord sur cette figure que les sections efficaces correspondant au transfert de un proton (a) sont comprises entre 60 et 80mb quel que soit le projectile (de ^{12}C à ^{63}Cu). Cette remarquable constance traduit l'invariance des probabilités de transfert P(L_{OPT}) le terme $(2L_{OPT}+1)\lambda^2$ ne variant que de 1,25 à 1,12 lorsque l'on passe de ^{12}C à ^{63}Cu aux énergies considérées.

Par contre, la section efficace de transfert de deux charges présente un effet marqué pair-impair en fonction du Z du projectile. Des valeurs importantes sont obtenues pour Z = 6,8 et 10, des valeurs plus faibles pour Z = 7 et 9. Cet effet semble s'atténuer quand la masse du projectile augmente : pour les projectiles Fe et Cu (Z=26 et Z=29), les sections efficaces obtenues sont très proches, la courbe (b) décroit régulièrement quand le projectile devient plus lourd. On peut attribuer cet effet a une augmentation de l'énergie d'excitation optimale ou de la largeur de la fenêtre en énergie d'excitation. Dans le cas où cette énergie d'excitation excède la valeur E*max pour l'observation de l'isotope mesuré la section efficace correspondante commence à décroitre. Si maintenant, on considère la courbe (c) correspondant à la somme des transferts de deux charges, cet effet est compensé par l'observation des isotopes issus de la réaction (2p-xn) et on retrouve une valeur sensiblement constante de l'Argon au Cuivre.

Pour les projectiles légers, l'effet pair impair subsiste sur la courbe (c), il semble donc lié à la structure même des ions incidents. On remarquera que la diminution de section efficace pour le transfert de 2 protons (N et F) ne s'accompagne pas de la diminution correspondante pour le transfert de 1 seul proton. On peut supposer que la probabilité de transfert de un proton est simplement liée à la probabilité de présence du proton a une certaine distance du coeur du projectile, dont l'amplitude

ne varie pas dans de grandes proportions d'un ion à l'autre, alors que la probabilité de transfert de deux protons peut se trouver renforcée si la structure du projectile est telle que des paires de protons existent à la surface, sans toutefois que cela implique un transfert simultané des deux nucléons. De tels effets ont déjà été signalés par Von Oertzen (OER73) qui a trouvé un facteur de renforcement de l'ordre de 20 pour la probabilité de transfert de 2 protons avec l'oxygène par rapport à celle de 1 proton sur une cible de ^{144}Sm.

- CHAPITRE V -

CALCUL DES PROBABILITES DE TRANSFERT DE UN ET DEUX PROTONS ENTRE IONS LOURDS A BASSE ENERGIE

---

1. Seuils de réaction et courbes de potentiel - Etude qualitative -

Nous nous limiterons tout d'abord à l'étude des probabilités de transfert pour les énergies proches des seuils de réaction.

Les conclusions de l'analyse des voies de production des isotopes observés (chapitre III) nous permettent de considérer que sur le plan expérimental, nous disposons des fonctions d'excitation des réactions (p-γ) et (2p-γ) à basse énergie pour les systèmes suivants : cible de Bismuth et projectiles N,O,F,Ar,Ca,Cu et Fe. Le carbone a été écarté en raison de la complexité des mécanismes aux faibles énergies, le Krypton en raison du manque de points expérimentaux aux énergies basses. Les fonctions d'excitation correspondantes ont été présentées au chapitre II (figures 13 à 25). La réaction (p-γ) est associée à la production de ^{210}Po, le transfert (2p-γ) à celle de ^{211}At. Dans tous les cas, le noyau lourd résiduel est laissé avec une énergie d'excitation inférieure à 10MeV.

L'examen d'ensemble des résultats expérimentaux permet de dégager les deux aspects qualitatifs suivants :

. Des sections efficaces de transfert importantes sont observées pour des énergies très inférieures à la barrière d'interaction,* pour certains projectiles et certaines réactions. Les valeurs relatives des seuils énergétiques des réactions (p-γ) et (2p-γ) présentent des variations importantes d'un ion à l'autre. Parfois confondus (O,Ar), ils peuvent différer de plusieurs MeV sur d'autres systèmes (N,F,Cu).

---

*Rappelons que le terme barrière d'interaction nous désigne la valeur de l'énergie correspondant au maximum de la courbe de potentiel du système en voie d'entrée, calculée pour l'onde l=0.
La barrière ainsi définie peut être aussi dénommée barrière d'interaction forte ou plus simplement barrière de potentiel.

Ces évidences expérimentales se sont révélées être étroitement corrélées avec la position relative des courbes de potentiels d'interaction calculées pour les voies d'entrée (avant transfert) et de sortie (après transfert) (GAR75). L'interaction nucléaire étant faible dans cette zone d'énergie, nous avons adopté la formulation suivante pour le calcul de ces courbes de potentiel : le potentiel coulombien est pris sous la forme $Vc=Z_1Z_2\ e^2/R$; le potentiel nucléaire est celui déjà mentionné décrit par C.Ngô pour les r supérieur à $(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$ soit $V_N=-30\exp(-0,27(R-(M_1^{1/3}+M_2^{1/3}))^2)$. Le potentiel centrifuge est exprimé sous sa forme habituelle, $V_L=l(l+1)\hbar^2/2\mu R^2$. La somme $V=Vc+V_L+V_N$ est représentée sur les courbes de la figure n° 58 en fonction de R. La voie d'entrée est figurée en trait plein, la voie de sortie après transfert (2p-γ) en pointillé, celle correspondant au système après transfert (p-γ) en tirets. Toutes ces courbes ont été calculées pour l'onde partielle l=0. Les courbes en voie de sortie sont corrigées du transfert d'énergie dû à la chaleur de réaction, Q_{gg} de l'interaction. L'énergie d'excitation des noyaux finaux est supposée nulle. Ces deux suppositions brutales : $l_i=l_F=0$ et $E_F^*=0$ ne rendent pas compte de la réalité physique du phénomène dans toute la gamme d'énergie incidente, comme nous venons de le voir au chapitre précédent ; néammoins, nous les avons adoptées dans la mesure où notre propos est de discuter les limites énergétiques du processus de transfert. Les conditions $l_F=0$ et $E_F^*=0$ correspondent à l'énergie potentielle minimale en voie de sortie. Nous reviendrons plus en détail sur le point particulier des énergies d'excitation et des transferts de moment angulaire lorsque nous procèderons à l'évaluation numérique des probabilités de transfert.

Classiquement, une réaction de transfert n'est énergétiquement possible que si le bilan d'énergie d'excitation est positif, c'est-à-dire si le potentiel de la voie de sortie est situé en-dessous de celui de la voie d'entrée , soit $Vi \geq V_F - Q_{gg}$ (Q_{gg} étant négatif pour les transferts de charge du projectile vers la cible). Dans ces conditions, le transfert sera observé avec une forte probabilité si deux conditions sont réunies :

. Condition de proximité : les noyaux doivent être suffisamment proches pour qu'un échange de nucléons soit possible (recouvrement des densités de matière)

. Condition énergétique : Dans le cas ou Vi est inférieur à V_F-Q_{gg} le transfert est énergétiquement impossible. Nous verrons qu'un calcul quantique dans cette zone conduit à une décroissance exponentielle de la probabilité de transfert. D'autre part, les courbes de potentiel ne doivent pas être trop éloignées l'une de l'autre de façon que le transfert d'énergie entre les 2 voies reste compatible avec les conditions de semi classicisme, (voir plus haut). Dans cette optique, un point privilégié pour le transfert va correspondre au croisement de deux courbes de potentiel des voies d'entrée et de sortie. On peut donc prévoir un ajustement de ces courbes, par la sélection d'une voie de sortie dont l'énergie d'excitation et le moment angulaire, permettent de se rapprocher des conditions optimum de transfert. On retrouve ainsi la notion de chaleur de réaction optimum (Q_{OPT}) déjà mentionnée par de nombreux auteurs.

Si nous effectuons maintenant une comparaison des résultats expérimentaux avec ces courbes calculées, les conclusions sont les suivantes : l'existence de sections efficaces élevées pour les transferts sous coulombiens trouve sa correspondance avec des courbes de potentiels énergétiquement favorisées. L'existence d'un point de croisement joue le rôle d'un seuil énergétique pour la réaction. C'est ainsi que les courbes de potentiel des systèmes N,O,F,Ar+Bi pour le transfert (2p-γ) et

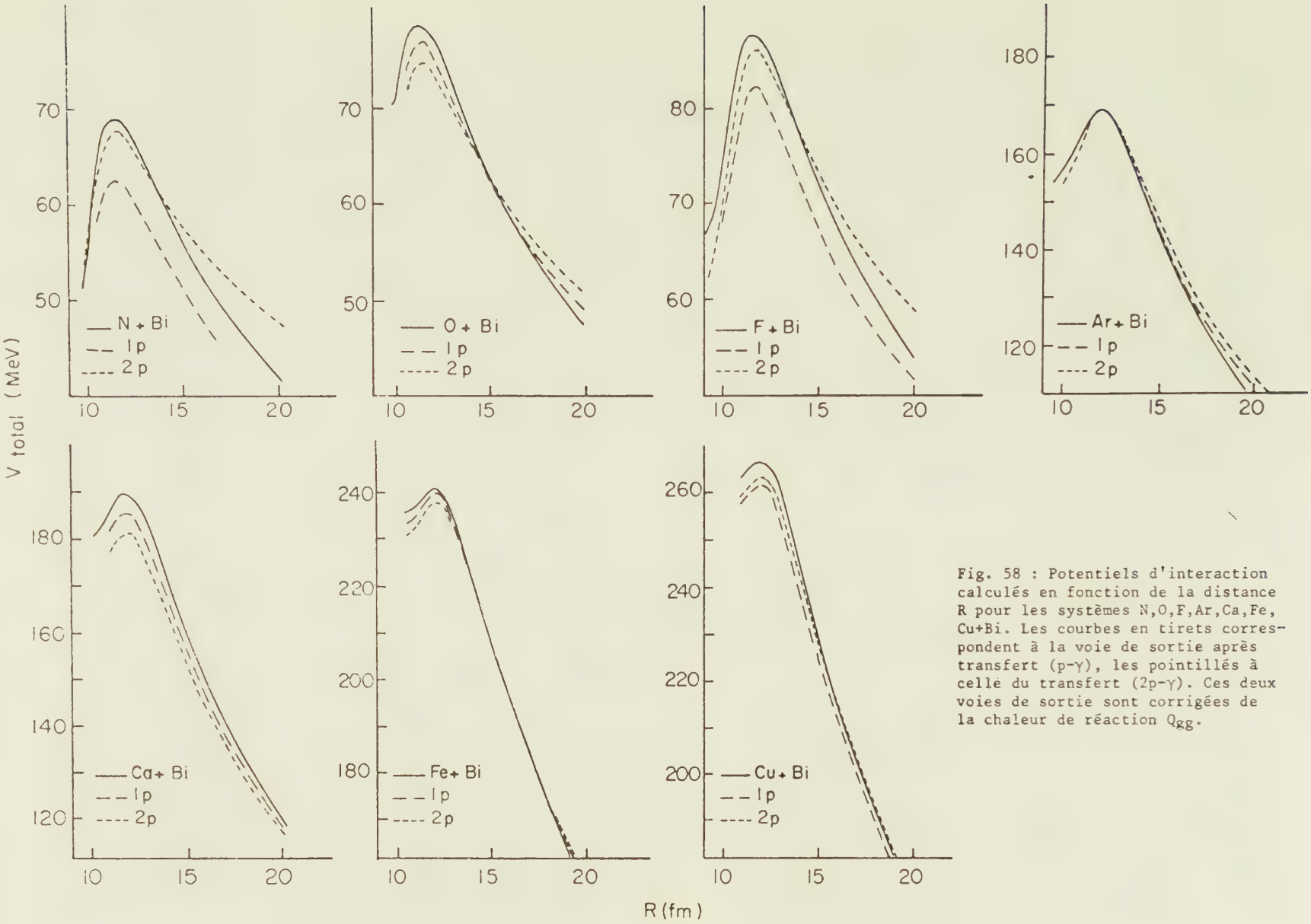


Fig. 58 : Potentiels d'interaction calculés en fonction de la distance R pour les systèmes N,O,F,Ar,Ca,Fe, Cu+Bi. Les courbes en tirets correspondent à la voie de sortie après transfert (p-γ), les pointillés à celle du transfert (2p-γ). Ces deux voies de sortie sont corrigées de la chaleur de réaction Q_{gg}.

O,Ar+Bi pour le transfert (p-γ) qui présentent toutes les six un point de croisement pour une énergie proche de celle de la barrière d'interaction, correspondent à des fonctions d'excitation dont la croissance rapide s'effectue au voisinage de ce seuil de fusion. Un exemple particulièrement net est celui du système N+Bi pour lequel nous disposons de la fonction d'excitation de la réaction (noyau composé, 4n) conduisant à l'observation de ^{211}Rn. On peut observer que la montée de cette fonction d'excitation, qui correspond à celle du processus de fusion, coïncide avec celle de ^{211}At (fig.n°14). Lorsque nous effectuerons un calcul plus complet, nous remarquerons que ce seuil énergétique est néammoins un peu distinct du maximum de la probabilité de transfert, la différence étant due à la pondération par les facteurs géométriques du transfert (facteurs de forme). Cette différence n'est pas sensible sur l'échelle d'énergie adoptée pour nos résultats expérimentaux.

Ces simples considérations qualitatives nous ont permis de dégager deux aspects fondamentaux de ce type de transfert : l'influence prépondérante de l'énergétique sur la probabilité de transfert associée à une limitation de proximité due à la décroissance rapide des facteurs de forme relatifs aux transferts étudiés. L'objet du paragraphe suivant sera de développer un calcul plus quantitatif de ces effets par une approche quantique du phénomène. Après un bref rappel historique concernant différents modèles théoriques, nous exposerons la méthode de calcul mise au point au laboratoire par R. da. Silveira et J. Cugnon en collaboration avec notre équipe, puis nous en tirerons les applications aux systèmes considérés dans cette étude.

2. Rappel sur les études théoriques du processus de transfert.

Le calcul de la probabilité de transfert de quelques nucléons entre des ions lourds à basse énergie a fait l'objet de nombreux travaux :

Les premières études théoriques remontent aux travaux de Breit et al (BRE52, BRE56) sur les transferts de neutrons. Se trouvant dans les conditions d'emploi de l'approximation semi-classique ($\eta \gg 1$, voir plus haut), ces auteurs ont traité le problème du transfert d'un neutron en calculant classiquement les équations de mouvement des deux partenaires de la réaction, alors que le nucléon transféré était traité quantiquement en supposant une transition par effet tunnel entre les deux puits de potentiel du noyau projectile et du noyau cible. Cette théorie confrontée aux résultats expérimentaux de $^{14}N(^{14}N,^{13}N)^{15}N$ (REY56) et surtout à la systématique de transfert de neutron établie par Mc Intyre et al (INT60) sur $^{197}Au(^{14}N,^{13}N)^{198}Au$, a permis d'établir la validité des concepts semi-classiques lui servant de base (notamment par la mise en évidence d'une distance optimale de transfert) mais a également permis de limiter son domaine d'application au transfert d'un seul neutron et aux énergies sous coulombiennes. Placée dans ce cadre, son accord avec les mesures expérimentales est excellent.

A partir de cette époque, de nombreux modèles ont été développés pour rendre compte de résultats expérimentaux obtenus pour des transferts à haute énergie (modèles diffractionnels basés sur l'absorption forte (FRA64), (DAR65) ; approches semi classiques (BRO72),(TRA70)). Le développement le plus récent de ces transferts à haute énergie a consisté dans l'introduction de la notion de trajectoire complexe pour le traitement de la partie absorption forte de transfert (KNO74) (KNO73), ce qui confère aux méthodes semi-classiques une puissance de calcul comparable aux traitements quantiques les plus élaborés.

Parallèlement à ces modèles, l'approximation de BORN des ondes distordues (D.W.B.A) a été appliquée aux transferts entre ions lourds (KAM63). Le principe de ce calcul est l'évaluation de l'amplitude de transition correspondant au recouvrement des fonctions d'ondes des voies d'entrée et de sortie distordues par le champ nucléaire et coulombien, ces fonctions d'onde étant les solutions de l'équation de Schrödinger du modèle optique. Ce modèle a été développé par P.J.A. Buttle et L.J.B. Goldfarb pour tenir compte des transferts de moment angulaire (BUT66) puis étendu aux transferts de particules chargées (BUT68). Ces auteurs ont enfin présenté un calcul simplifié de l'amplitude de transition dans le cadre d'approximations spécifiques aux réactions entre ions lourds (BUT71). Dans cet article, qui sert depuis lors de référence à toutes les études effectuées dans ce domaine, est exposée la méthode permettant d'introduire les termes correctifs de recul résultant du transfert de masse, ainsi qu'une systématique des transferts de nucléons aux énergies sous coulombiennes. Malgré ces approximations, la résolution numérique de l'amplitude de transition (réduite au produit de deux intégrales triples) reste onéreuse en temps de calcul. De plus, la formulation utilisée pour la DWBA ne permet pas une vision immédiate des effets physiques contenus dans le calcul. Dans la suite de ce chapitre, nous allons exposer une méthode d'évaluation des probabilités de transfert de particules chargées basée sur des approximations spécifiques aux systèmes que nous avons étudiés (ions lourds à basse énergie) qui nous conduira à une expression analytique simple ayant le mérite de bien dégager les composantes réactionnelles telles qu'elles sont apparues lors de l'analyse qualitative présentée au paragraphe précédent : énergétique et proximité.

Après l'exposé des approximations qui sont à la base de cette méthode, et leur justification, nous présenterons le principe du calcul. La première application sera relative à la reproduction des fonctions d'excitation au voisinage des seuils énergétiques, puis nous essayerons de reproduire les fenêtres de moment angulaire, enfin nous montrerons que l'on peut dériver directement de ce calcul une expression pour la chaleur de réaction optimale (QOPT) dont nous étudierons la variation en fonction de l'énergie et de l'angle d'observation.

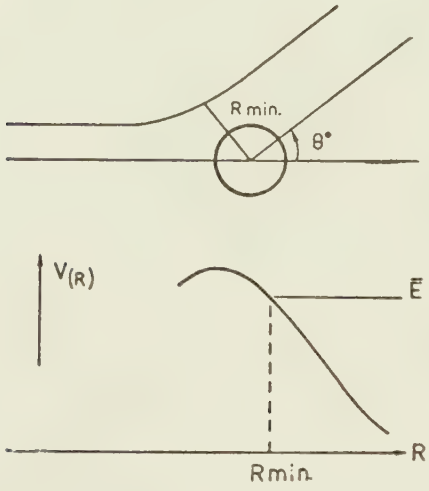
3. Méthode de calcul des probabilités de transfert utilisée dans ce travail.

La méthode est basée sur trois approximations que nous allons successivement discuter :

1. Une hypothèse physique

Cette hypothèse est liée au caractère semi-classique des systèmes étudiés : le maximum de la probabilité de transfert est supposé réalisé au voisinage de la distance minimale d'approche de la trajectoire classique. C'est également le point de rebroussement situé sur la courbe de potentiel pour l'énergie incidente $\bar{E}$ (voir schéma).

Les justifications de cette hypothèse sont de deux ordres :



- justifications expérimentales, par la mise en évidence d'une distance privilégiée pour un transfert donné (voir plus haut l'analyse des distributions angulaires C.M) ayant pour corollaire l'observation d'un angle de déflexion après transfert bien déterminé (angle d'effleurement).

- justifications théoriques : le maximum de la probabilité de transfert correspond au recouvrement optimum des fonctions d'onde des voies d'entrée et de sortie ("matching" des fonctions d'onde). Un tel calcul effectué dans le cadre de la théorie DWBA est présenté sur la figure n°59 . Il provient de la référence (NAI73). Il démontre que le maximum de la probabilité (intégrande du recouvrement) est obtenu pour une distance très voisine de Rmin calculé classiquement par la relation (8). On voit de plus sur cette figure que le domaine d'extension de cet intégrande est très restreint (largeur 3fm) le transfert est donc très localisé autour de ce point de rebroussement. La description détaillée des fonctions d'onde ne sera donc nécessaire qu'au voisinage immédiat de ce point.

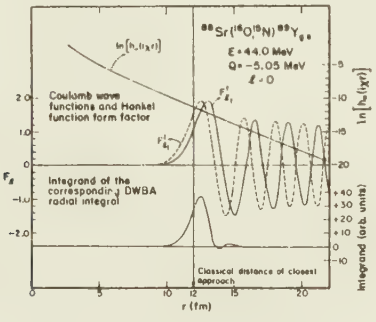


Fig. 59 : Localisation du transfert dans l'espace des R, pour le transfert (p-γ) sur le fondamental de ^{89}Y à E_l = 44 MeV(L). Les fonctions d'ondes coulombiennes calculées pour l_i=l_f=2 correspondant à la collision rasante (θ°=170°), les fonctions d'onde des nucléons transférés (fonction de Hankel) ainsi que l'intégrande du recouvrement calculée selon l'approximation DWBA sont présentées sur la figure. On peut voir que la principale contribution provient d'une zone de R centrée autour de la distance minimale d'approche avec une extension d'environ 3Fm. (référence : NAI73).

2. Une première approximation mathématique

Avant d'exposer cette hypothèse, nous devons considérer le problème sous sa forme générale : l'amplitude de transition pour le transfert considéré s'écrit sous la forme :

$$T_{if} = \int_0^\infty dR \; \chi i^*_{(R)} \cdot F_{(R)} \cdot \chi f_{(R)}$$

Nous avons adopté la représentation dans l'état initial (forme"PRIOR").

Dans cette expression $\chi_{i(R)}$ et $\chi_{f(R)}$ sont reliés aux fonctions d'onde radiales $\psi_{i,f}$ par $\chi_{i,f(R)} = r.\psi_{i,f(R)}$, l'indice (i) étant associé à la voie d'entrée et (f) à la voie de sortie. Le terme $F_{(R)}$ appelé facteur de forme, contient les informations spectroscopiques relatives aux nucléons transférés. Physiquement, il traduit l'extension de la fonction d'onde de la particule transférée. Dans le domaine d'espace qui nous intéresse, on l'exprime généralement à partir de la forme asymptotique d'une fonction de Hankel . Soit :

$F(r) = N. \frac{\exp(-\alpha R)}{\alpha R}$, N regroupant les facteurs de normalisation et les facteurs spectroscopiques, α étant relié à l'énergie de liaison du nucléon transféré par la relation :

$$\alpha = \left(\frac{2mB}{\hbar^2}\right)^{1/2}$$

et
- m masse du nucléon
- B énergie de liaison dans le noyau final.

En l'absence d'information précise sur les caractéristiques spectroscopiques de nos transferts, nous avons gardé N comme facteur de normalisation. Le calcul ne nous donne dans ce cas que des valeurs relatives que nous normalisons sur nos courbes expérimentales. Cependant, pour un état initial et final donnés, le facteur N ne dépend ni de l'énergie incidente, ni de l'onde partielle considérée. Il est donc possible de comparer entre elles les valeurs correspondant à une fonction d'excitation ou à une distribution angulaire. Le calcul est dans ce cas normalisé sur l'un des points expérimentaux.

La probabilité de transition (i) → (f) s'écrit :

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar}|T_{if}|^2$$

La première hypothèse mathématique est liée à la localisation étroite du transfert dans l'espace de R. Pour ce domaine restreint, la variation du facteur de forme est moins rapide que celle des produits des fonctions d'onde. Aussi, nous avons adopté une valeur moyenne pour cette fonction gardée constante sur le domaine d'intégration. Cette valeur est évaluée pour R=Rmin puis sortie de l'intégrale. La probabilité de transition devient :

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar}\left(F_{(Rmin)}\right)^2 \left|\int dR \chi^*_{i(R)} \chi f_{(R)}\right|^2$$

3. Deuxième approximation mathématique

Cette approximation va nous permettre de résoudre de façon rapide l'équation de Schrödinger pour le système considéré et de trouver une forme analytique simple pour l'expression des fonctions d'onde.

Pour les énergies inférieures à la barrière, nous nous trouvons dans une zone où le potentiel d'interaction est à dominante coulombienne. Nous venons de voir que la description fine de la fonction d'onde n'est nécessaire que dans un domaine restreint de R localisé autour du point de rebroussement. La deuxième approximation mathématique va consister à confondre le potentiel avec sa tangente prise au point Rmin de rebroussement. On suppose donc que la variation du potentiel est linéaire dans l'étroite fenêtre de R qui nous intéresse. Le Rmin choisi pour cette approximation correspond au point d'intersection de l'énergie incidente $\bar{E}$ avec la courbe de potentiel rencontrée en premier (Rmin situé à la plus grande distance). Dans le cas où la courbe de

potentiel $V_F - Q_{gg}$ est située au-dessus de la courbe Vi, c'est la distance minimum pour le système dans la voie de sortie qui sera considérée.

Avec cette approximation, nous nous trouvons ramenés à la détermination des fonctions d'onde initiales et finales qui coïncident pour cette région proche du Rmin avec les fonctions d'onde du mouvement unidimensionnel dans un champ uniforme. Un tel calcul est exposé par Landau et Lifchitz (LAN66).

L'équation de Schrödinger du problème envisagé s'écrit $\left[\frac{d^2}{dR^2}+\frac{2\mu}{\hbar^2}\left(E-V(R)\right)\right] \psi(R)=0$. Dans ce cas particulier, elle peut se mettre sous la forme : $\psi'' + x\psi = 0$.

La variable sans dimension x est déterminée à partir de l'hypothèse du potentiel linéaire que nous venons de définir : si l'on développe le potentiel autour du point de contact, Rmin , on obtient au premier ordre :

$$V_{(R)} = V_{(Rmin)} + (R-Rmin)\ \frac{dV(R)}{dr}$$

en remplaçant V(R) dans l'équation précédente, on obtient :

$$\frac{d^2\psi(R)}{dR^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E-V(Rmin)+RF-RminF)\psi_{(R)} = 0$$

$$\text{avec } F = -\frac{dV(R)}{dR}\Big| \quad R=Rmin$$

On peut alors vérifier que si l'on pose :

$$x = \left[(R-Rmin)+\frac{E-V(Rmin)}{F}\right]\left(\frac{2\mu F}{\hbar}\right)^{1/3}$$

On obtient bien une équation de la forme :

$$\psi''_{(x)} + x\psi_{(x)} = 0$$

La solution d'une équation différentielle de ce type est une fonction $\psi(x)$ telle que :

$$\psi(x) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\infty} \cos\left(\frac{u^3}{3} + ux\right)\, du = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[\, i\left(xu + \frac{u^3}{3}\right)\right] du \qquad (13)$$

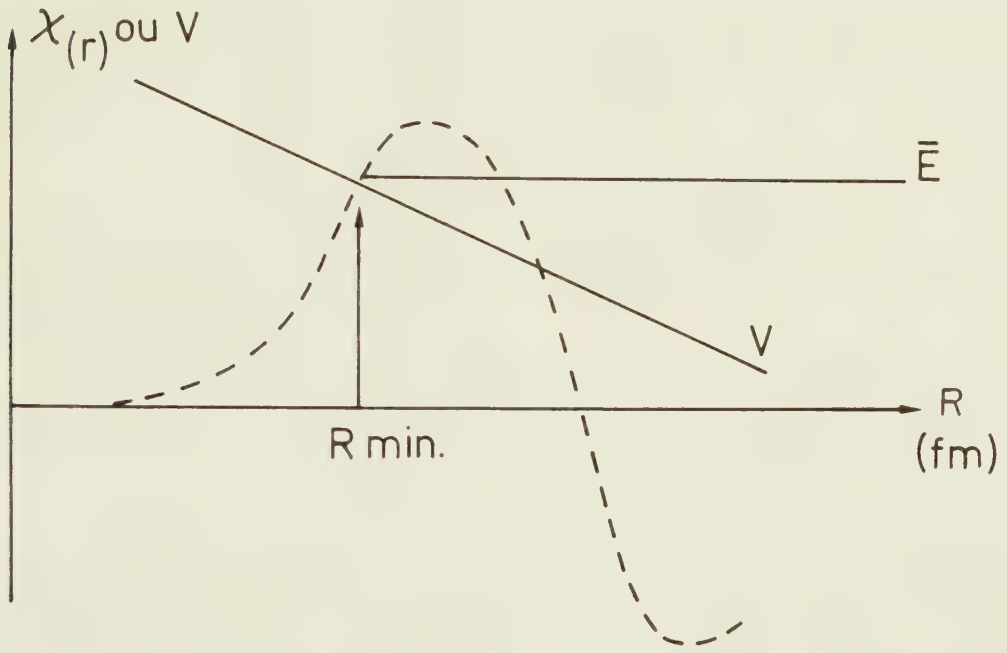
que l'on appelle fonction d'Airy. Cette fonction se calcule à partir de son développement en fonction de Bessel d'ordre 1/3. La solution de notre équation est donc de la forme :

$$\chi_{(R)} = A.\psi(-x) \quad \text{où} \quad \frac{\chi(R)}{R} \text{ représente la fonction}$$

d'onde radiale du mouvement relatif que nous cherchons à évaluer et A un facteur normalisant définit par (LAN66) :

$$A = \frac{2\mu^{1/3}}{\pi^{1/2} F^{1/6} h^{2/3}}$$

Le schéma suivant donne l'allure générale de cette fonction autour du point R = Rmin. Nous avons figuré sur une échelle parallèle



la variation du potentiel ayant servi de base à ce calcul. L'intersection de l'énergie incidente $\bar{E}$ avec $V_{(R)}$ détermine Rmin.

. Pour R < Rmin, l'argument de la fonction d'Airy est négatif et la fonction Ai(-x) décroit exponentiellement.

. Pour R > Rmin, l'argument est positif et la fonction Ai(-x) présente un caractère oscillant. Le premier maximum de la fonction étant obtenu pour une valeur de R légèrement supérieure à Rmin.

. R = Rmin correspond à l'annulation de x la fonction présente pour cette valeur de R un point d'inflexion.

Seul un étroit domaine de R situé de part et d'autre de la valeur de Rmin sera considéré dans notre calcul. Nous avons vérifié sur un cas simple que cette fonction d'Airy donnait des résultats comparables à une fonction d'onde coulombienne régulière sur ce domaine.

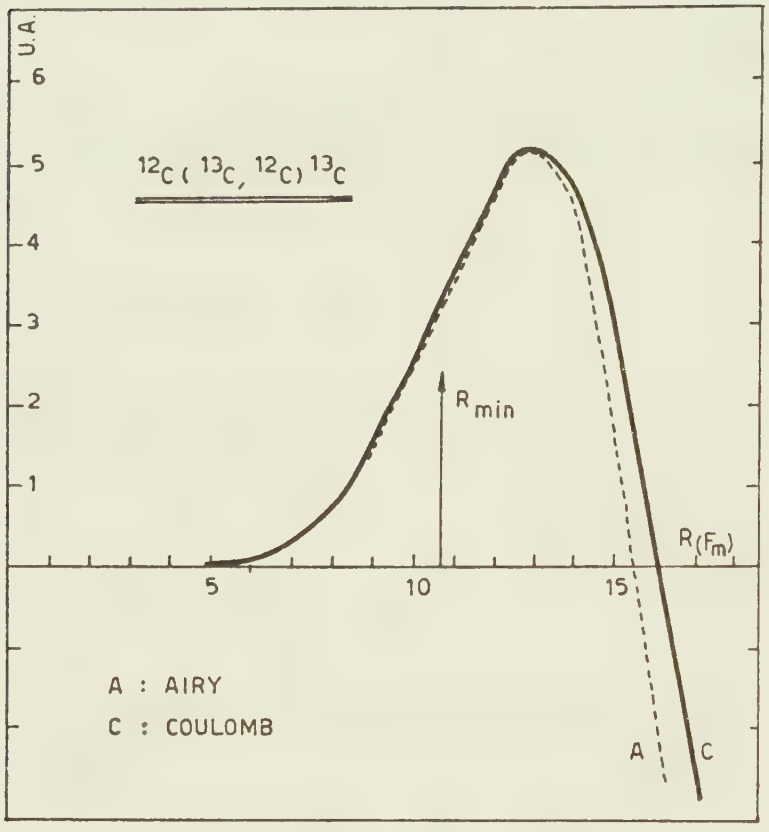


Fig. 60 : Comparaison sur le système $^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C$ de la référence (BAR70) des fonctions d'onde calculées selon A (Airy) et C (coulombienne)

La figure n° 60 donne la comparaison d'une fonction de coulomb calculée pour le système $^{12}C(^{13}C,^{12}C)^{13}C$ (BAR70) avec la fonction d'Airy correspondante (les points sont normalisés sur la valeur correspondant au Rmin). L'accord reste bon jusqu'à environ 4fm du point de normalisation. La description de la fonction d'onde est donc satisfaisante dans le domaine de R qui nous intéresse (quelques Fm autour de Rmin pour les systèmes légers, 1 ou 2fm pour les systèmes lourds).

C'est le recouvrement de deux fonctions de ce type associé à la contribution du facteur de forme qui va définir la probabilité de transfert pour le système étudié.

Le calcul de recouvrement des fonctions d'onde sera effectué à partir de la représentation des fonctions d'onde dans l'espace des impulsions et non plus dans l'espace de r. Ceci permet d'obtenir une formulation simplifiée des résultats. On passe d'une représentation à l'autre par la transformée de Fourier de la fonction d'onde considérée, soit :

$$\chi(p) = \frac{1}{(2\pi\hbar)^{1/2}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{i}{\hbar}pR}\, \chi(R)\, dR$$

Dans cette représentation (p), les fonctions d'onde de nos systèmes pris dans les voies d'entrée (i) et de sortie (f) s'écrivent :

$$\chi_i(p) = (F_i)^{-1/2} \exp\left(\frac{i}{\hbar F_i}\left((E-V_i)p - 6\frac{p^3}{\mu_i}\right)\right)$$

$$\text{et} \quad \chi_f(p) = (2\pi\hbar F_f)^{-1/2} \exp\left(\frac{i}{\hbar F_f}\left((E-U_f)p - \frac{p^3}{6\mu_f}\right)\right)$$

La décroissance rapide des fonctions d'ondes pour les valeurs de R inférieures à Rmin nous autorise à étendre la limite inférieure de l'intégrale de 0 à $-\infty$ pour l'expression de la probabilité de transition qui devient :

$$\omega = \frac{2\pi}{\hbar}(F_{Rmin})^2 \left| \int_{-\infty}^{+\infty} dp\ \chi_i^*(p)\chi_f(p) \right|^2$$

soit

$$\omega = \frac{(F_{Rmin})^2}{\hbar^2 F_i F_f} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \frac{i}{\hbar}\left[\left[\left(\frac{1}{F_i} - \frac{1}{F_f}\right)\bar{E} - \left(\frac{V_i}{F_i} - \frac{U_f}{F_f}\right)\right] p \right.\right.$$

$$\left.\left. - \frac{p^3}{6}\left(\frac{1}{\mu_i F_i} - \frac{1}{\mu_f F_f}\right)\right] dp \right|^2 \qquad \text{avec } U_f = V_f - Q_{gg}$$

en posant $\frac{p^3}{6\hbar}\left(\frac{1}{\mu_i F_i} - \frac{1}{\mu_f F_f}\right) = -\frac{U^3}{3}$ et en comparant le résultat obtenu à l'expression (13) de la fonction d'Airy, ω s'écrit :

$$\omega = \frac{4\pi^2 (F_{Rmin})^2}{\hbar^2 F_i F_f}\left(\frac{2\hbar\mu_f F_f \mu_i F_i}{\mu_f F_f - \mu_i F_i}\right)^{2/3} Ai^2(X)$$

$$\text{avec} \quad X = -\frac{1}{\hbar}\left[\left(\frac{1}{F_i} - \frac{1}{F_f}\right)\bar{E} - \left(\frac{V_i}{F_i} - \frac{U_f}{F_f}\right)\right]\left(\frac{2\hbar\mu_f F_f \mu_i F_i}{\mu_f F_f - \mu_i F_i}\right)^{1/3}$$

C'est ce terme X qui représente l'argument de la fonction d'Airy notée Ai(X), qui contient la dépendance énergétique de la probabilité de transfert. En effet, selon la position relative des courbes de potentiel de la voie d'entrée et de la voie de sortie nous obtiendrons une expression pour X différente qui se traduira par une probabilité de transfert plus ou moins grande. On distinguera 2 cas :

1. La courbe de potentiel Uf est située au-dessus de V_i, c'est-à-dire que si ces courbes ont un point de croisement, nous nous situons dans le cas où $\bar{E} < \bar{E}_c$ ($\bar{E}_c$ étant l'énergie de ce point de croisement (fig. n°61)).

Dans ce cas, le point de rebroussement Rmin est déterminé par l'équation $\bar{E} = V_f - Q_{gg}$.

Pour un potentiel coulombien $R_{min} = \frac{Z_3 Z_4 e^2}{\bar{E}+Q_{gg}}$; pour un potentiel total (coulomb + nucléaire + centrifuge) la distance minimum d'approche Rmin est déterminée par itération (méthode de Newton). Dans l'expression de X cela revient à annuler les termes en $\bar{E}-V_F+Q_{gg}$ soit :

$$X_1 = - \frac{\bar{E} - Vi}{F_i \hbar^{2/3}} \left(\frac{2\mu_i F_i \mu_f F_f}{\mu_f F_f - \mu_i F_i} \right)^{1/3}$$

2. La courbe V_i est au-dessus de V_F. Le point de rebroussement est défini par l'équation $\bar{E} = V_i$. L'annulation des termes en $\bar{E}$ - Vi dans l'expression générale de X conduit a :

$$X_2 = \frac{\bar{E}-V_f+Q_{gg}}{F_f \hbar^{2/3}} \left(\frac{2\mu_i F_i \mu_f F_f}{\mu_i F_f - \mu_i F_i} \right)^{1/3}$$

3. Enfin, pour $\bar{E} = \bar{E}c$ point de croisement du potentiel Vi et $V_f + Q_{gg}$ on a X = 0.

Nous pouvons donc conclure que la probabilité "énergétique" du transfert passe par un maximum pour une énergie $\bar{E}$ proche de $\bar{E}c$ pour laquelle le recouvrement est optimum. La valeur de l'argument X correspondant à ce maximum est-1,018. Nous utiliserons cette propriété pour calculer la chaleur de réaction optimale Q_{OPT}.

Cette probabilité énergétique doit être pondérée par la dépendance spatiale du processus de transfert qui est contenue dans l'expression du facteur de forme (exp-αr/αr). La probabilité de transfert peut donc s'écrire sous la forme du produit :

$$\omega = F_{(Rmin)}^{\ 2} \times P(E)^2$$

Nous retrouvons le schéma proposé par W. Von Oertzen (OER73) dans un cadre semi-classique, qui distinguait la contribution en $e^{-\alpha r}/\alpha r$ et un facteur F(Q) rendant compte du raccordement optimal des trajectoires. Physiquement, cela conduit à un maximum de la probabilité de transfert situé peu au-dessus de la valeur de $\bar{E}c$.

Pour les valeurs de $\bar{E}$ s'écartant de ce point de croisement des potentiels, le recouvrement des fonctions d'onde(i)et(f)décroit rapidement entrainant une chute brutale de la probabilité de transfert correspondante. Nous obtenons ainsi des conclusions identiques à celles de la discussion qualitative des résultats expérimentaux confrontés aux courbes de potentiels. Le schéma de la figure n°61 indique la position relative des fonctions d'ondes (i) et (f) en fonction de l'énergie incidente pour le système posé comme exemple (courbes de potentiel Vi et (V_F-Q_{gg})). Nous retrouvons la condition énergétique impliquant des courbes de potentiels suffisamment proches pour que le recouvrement des fonctions d'onde soit optimisé, le point privilégié correspondant au croisement des deux courbes de potentiel (fonctions d'ondes en phase).

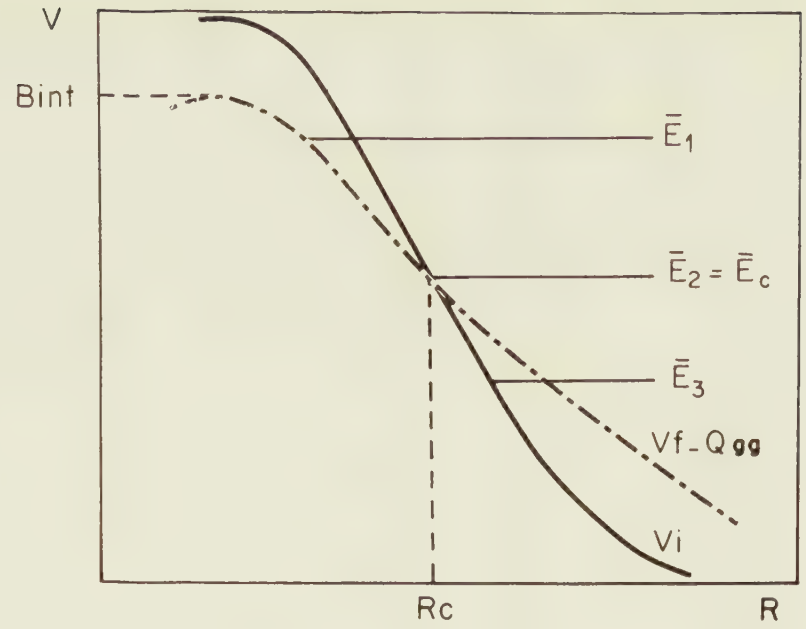
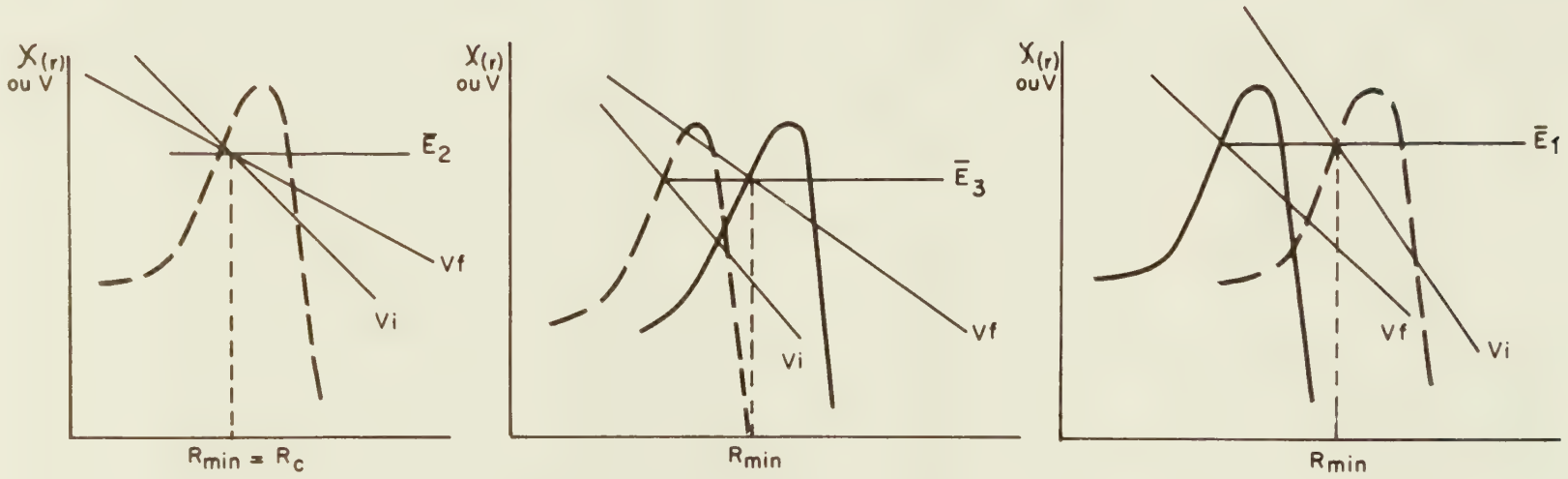


Fig. 61 : Schéma représentant la position relative des fonctions d'onde entrée (i) et sortie (f) en fonction de la position de l'énergie $\bar{E}$ par rapport à l'énergie du point de croisement EC.



Introduction d'une correction de recul.

Les calculs précédents tenaient compte du changement de masse au moment du transfert ($\mu i \rightarrow \mu f$) mais négligeaient l'effet de recul dû au changement de position des centres de masse avant et après transfert, c'est-à-dire de la modification des distances d'approche. Nous avons introduit cette correction dans nos calculs en suivant les prescriptions de Buttle et Goldfarb (BUT71) ; l'effet de recul y est reproduit par une modification des coordonnées relatives du système nucléon transféré-noyau donneur ou accepteur, le nucléon transféré étant supposé à la surface des noyaux interagissant. Les nouvelles distances sont définies par :

$$r_i = (1 - \frac{m}{M_1}\ \frac{R_1}{a})\ R = \xi_1 R \quad \text{(notations habituelles)}$$

$$r_f = (\frac{M_2}{M_4} + \frac{m}{M_4}\ \frac{R_1}{a})R = \xi_2 R$$

R_1 étant le rayon du produit M_3 de la réaction : $R_1 \simeq 1{,}22\ M_3^{1/3}$
a étant pris égal à la demi-somme des distances minimum d'approche avant et après transfert.

Cela se traduit dans le calcul par de nouvelles valeurs de potentiel et de gradient pris non plus aux Rmin mais aux valeurs corrigées de r_i et rf précédentes soit $V_{(ri)}$; $V_{(rf)}$; $F_{(ri)}$; $F_{(rf)}$.

4. Analyse au seuil des fonctions d'excitation.

Le calcul de la probabilité de transition tel qu'il vient d'être défini peut être appliqué à la reproduction de l'allure générale des fonctions d'excitation pour les énergies sous coulombiennes. Les conditions énergétiques initiales et finales étant fixées (énergies incidente, Qgg, énergie d'excitation en voie de sortie) on peut calculer une probabilité de transfert pour chaque onde l en voie d'entrée. Nous obtiendrons une valeur proportionnelle à la section efficace partielle de réaction pour cette onde en multipliant la probabilité trouvée par la section efficace de diffusion élastique correspondante, qui aux énergies bien inférieures à la barrière d'interaction est voisine de la section efficace géométrique $\sigma_g(l) = (2l+1)\pi\lambda^2$. La section efficace totale pour l'énergie considérée s'obtient alors par sommation de l'ensemble de ces sections efficaces partielles, soit :

$$\sigma(E) = \pi\lambda^2 \sum_{l=0}^{l=l_{max}} (2l+1).\omega(l)$$

Ce calcul est effectué pour l'ensemble des énergies incidentes proches du seuil de la réaction, ce qui nous permet de reconstituer l'évolution des sections efficaces pour ce domaine d'énergies. Afin de pouvoir comparer plus aisément les pentes des courbes obtenues avec celles des fonctions d'excitation expérimentales, nous avons effectué une normalisation des courbes calculées sur le point expérimental le plus bas ou encore lorsque ce point était entaché d'une trop grande incertitude sur une valeur fictive de section efficace résultant de l'extrapolation de la courbe expérimentale pour les basses énergies.

Avant de présenter les résultats obtenus, il est nécessaire de rappeler que le modèle proposé pour le calcul ne tient pas compte, dans son stade actuel, du transfert de moment angulaire entre les voies initiales et finales. Dans ces conditions, le seul paramètre qui nous reste pour optimiser nos résultats sur les valeurs expérimentales est l'énergie d'excitation du système dans son état final. Nous avons donc tracé, au travers des points expérimentaux, les courbes calculées pour des transferts sur les niveaux fondamentaux et pour des états d'excitation donnant le meilleur accord calcul-expérience. Les systèmes choisis pour cette comparaison sont ceux pour lesquels nous disposions de la meilleure précision expérimentale. Nous nous sommes limités à l'étude des transferts de une ou deux charges , (p-γ) et (2p-γ), pour lesquels nous disposions des données de l'expérience (voir chapitre III).Dans ces conditions, l'énergie d'excitation utilisée dans le calcul devait toujours rester dans les limites de 0 à 10MeV. Les figures 62 à 68 présentent les résultats obtenus pour différents systèmes. On remarque tout d'abord que dans presque tous les cas, la pente des fonctions d'excitation correspondant au niveau fondamental ($E^*=0$) est plus faible que celle des courbes expérimentales. La seule exception à cette règle est la réaction (2p-γ) induite par ^{40}Ar pour laquelle la pente expérimentale est bien reproduite pour $E^*=0$. Pour les autres réactions, l'accord est obtenu en choisissant un niveau final excité à quelques MeV, de façon à obtenir un point de croisement entre les courbes d'énergie potentielle initiale et finale, pour une énergie proche de la barrière.

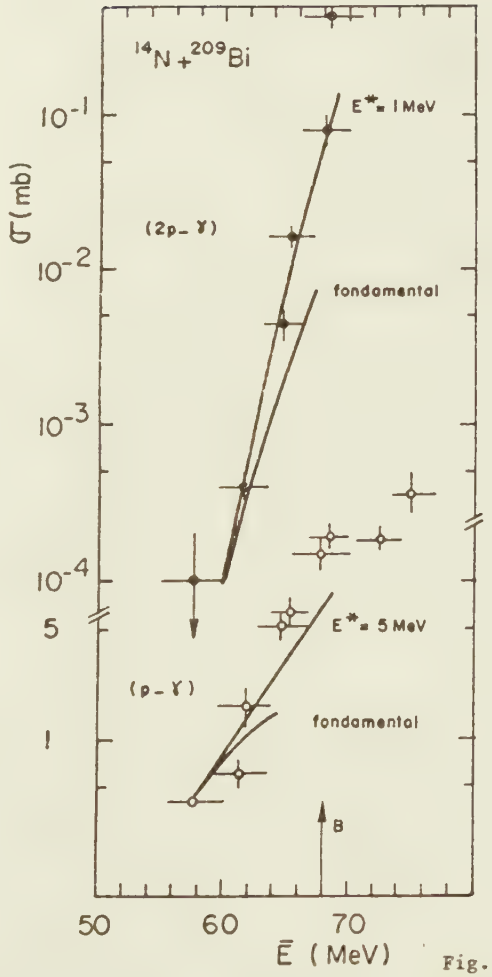


Fig.62

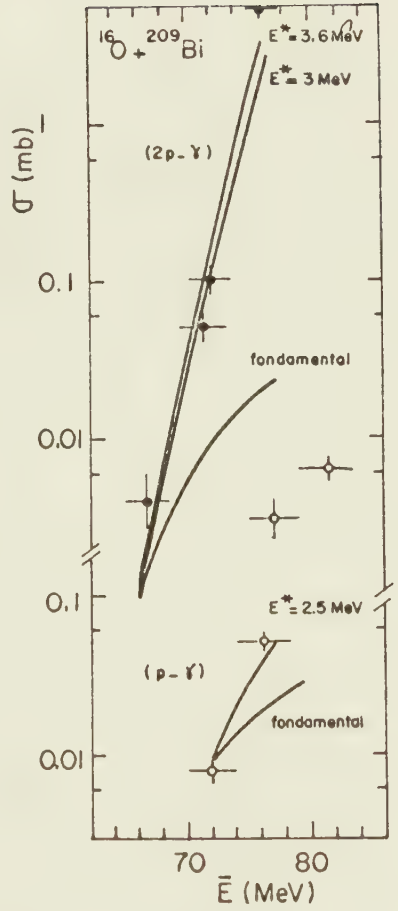


Fig.63

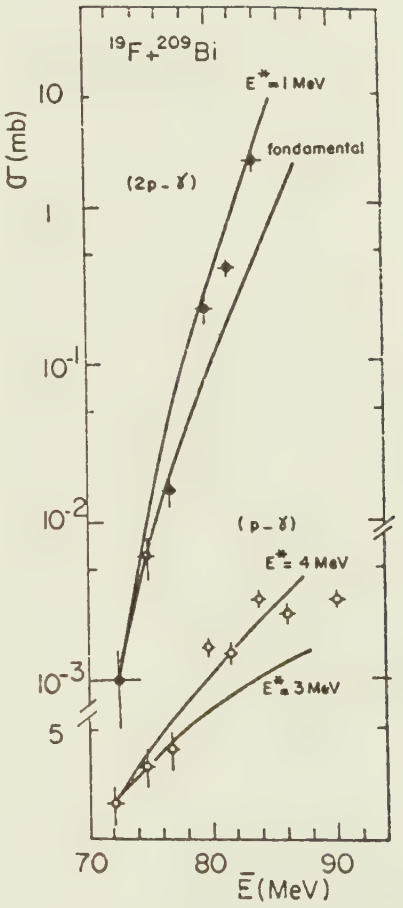


Fig.64

Fig. 62 à 68 : Comparaison entre les courbes calculées et les points expérimentaux pour les fonctions d'excitation des systèmes :

^{14}N + Bi (fig. 62)
^{16}O + Bi (fig. 63)
^{19}F + Bi (fig. 64)
^{40}Ar + Bi (fig. 65)
^{40}Ca + Bi (fig. 66)
^{56}Fe + Bi (fig. 67)
^{63}Cu + Bi (fig. 68)

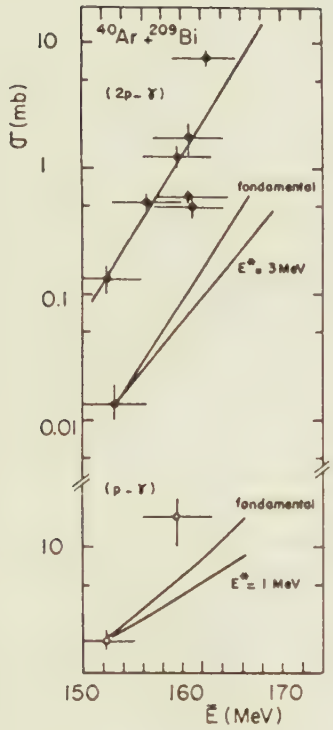


Fig.65

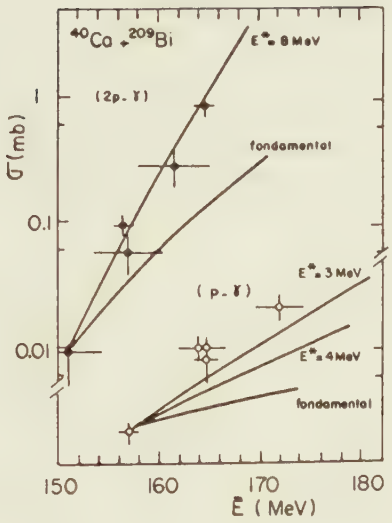


Fig.66

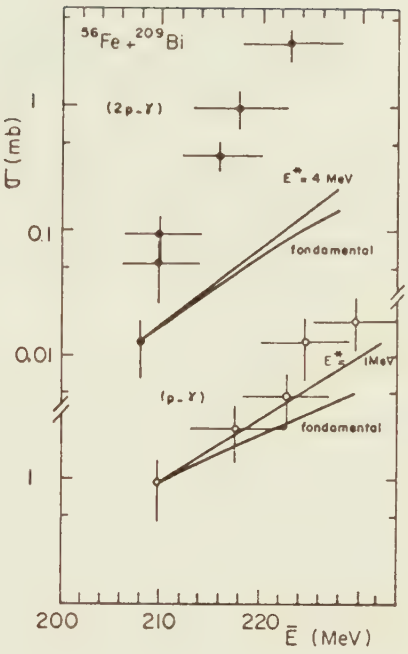


Fig.67

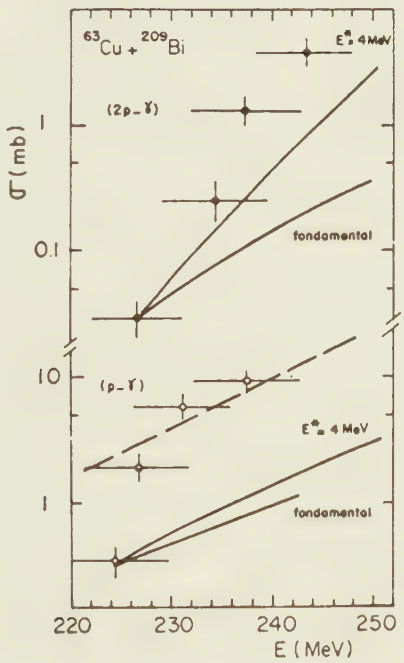


Fig.68

Un exemple particulièrement net est donné (fig. n°66) pour le transfert de 2 protons induit par ^{40}Ca, pour lequel il est nécessaire de supposer une énergie d'excitation de 8 MeV pour reproduire la pente de la fonction d'excitation. On voit que dans ce cas, les courbes d'énergie potentielle correspondant au système avant et après transfert sont très proches et cela dans une large gamme de distances d'approche, ce qui facilite bien évidemment le transfert.

En toute rigueur, cette discussion ne devrait avoir lieu que pour les courbes de potentiel correspondant au li le plus probable dans la voie d'entrée (LOPT) et au lf en voie de sortie, néammoins, les conclusions resteraient les mêmes du point de vue qualitatif. Les valeurs des énergies d'excitation donnant le meilleur accord avec les points expérimentaux sont contenues dans le tableau 11 où elles sont comparées aux valeurs calculées de $Q_{gg}-\Delta V$ déterminées à la barrière (B) et à l'énergie seuil correspondant au point expérimental le plus bas (S). Cette valeur de $Q_{gg}-\Delta V$ est en fait l'écart d'énergie existant entre les courbes d'énergie potentielle entrée-sortie correspondant aux états fondamentaux. On peut donc l'assimiler à l'énergie d'excitation optimale qu'il faut appliquer au système final pour obtenir l'optimisation énergétique de la réaction. Ces deux valeurs de $Q_{gg}-\Delta V$ représentent les limites d'énergie d'excitation pour le système final. On constate que E^*_{OPT} déterminée par l'optimisation du calcul est toujours comprise à l'intérieur de ces deux bornes. Cette valeur moyenne nous donne une indication sur les niveaux d'énergie vers lesquels va s'effectuer préférentiellement le transfert. Cette sélectivité énergétique est une caractéristique de ces réactions quasi-élastiques. Sur la figure n°69 tirée de la référence : (OER72), on remarquera que pour le transfert (p-γ) présenté la bande d'énergie d'excitation concernée est extrêmement réduite, pour le transfert (2p-γ) l'effet est moins accentué. On peut souligner ici le bon accord obtenu pour ces réactions induites par ^{16}O sur ^{209}Bi entre les énergies d'excitation optimales déduites de notre comparaison calcul-expérience (2MeV pour la réaction (p-γ) ; 3MeV pour la réaction (2p-γ)) avec celles déterminées expérimentalement par Von Oertzen qui sont égales (les énergies incidentes étant comparables) respectivement à 2,4MeV et 2,5MeV.

Tableau n° 11

Ion incident	transfert	E^*_{OPT} (MeV)	$Q_{gg}-\Delta V$ (B)	$Q_{gg}-\Delta V$ (S)
N	p - γ	5	7,4	4,5
	2p - γ	1	2	-1
O	p - γ	2	2	0,95
	2p - γ	3.6	4,4	0,9
F	p - γ	4	6	4,2
	2p - γ	1	2,2	-1,4
Ar	p - γ	0	0	-0,6
	2p - γ	0	0,7	0,3
Ca	p - γ	4	4	2,8
	2p - γ	8	8	4,8
Fe	p - γ	1	1,8	0,3
	2p - γ	-	3,7	1
Cu	p - γ	4	5	3,9
	2p - γ	-	3,4	1,7

Un second commentaire concerne la comparaison des résultats obtenus pour les transferts de 1 et 2 protons induits par les mêmes projectiles.

La pente calculée pour les fonctions d'excitation (p-γ) est toujours plus faible que celle des fonctions d'excitation (2p-γ) en parfait accord avec les résultats expérimentaux. Cela correspond au fait que, après sélection du niveau final associé à la meilleure harmonisation énergétique, le paramètre principal fixant la variation de la probabilité de transfert est le facteur de forme. En effet, la décroissance exponentielle de ce facteur lorsque la distance d'approche croît

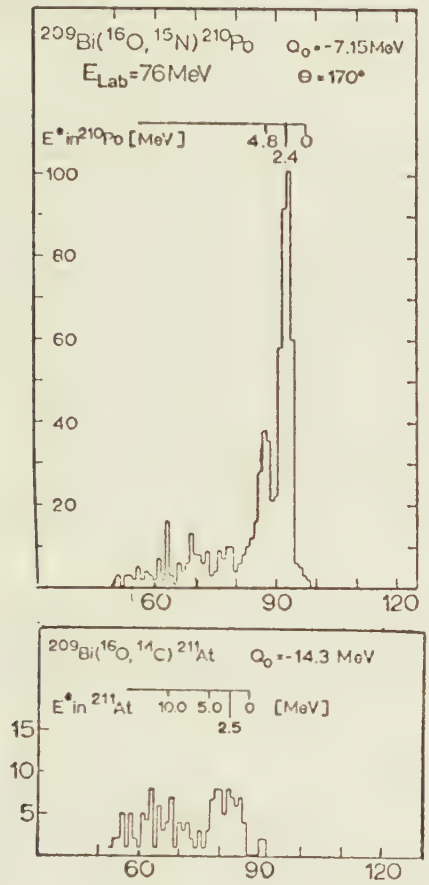


Fig. 69 : Niveaux d'énergie excités des isotopes ^{210}Po et ^{211}At correspondants aux transferts (p-γ) et (2p-γ) pour le système ^{16}O + Bi à 76 MeV(L) (référence (OER72)).

(c'est-à-dire quand l'énergie incidente décroît) est beaucoup plus rapide pour le transfert de 2 protons que pour celui de un proton, comme le montrent les relations :

$$F_p(R) = \exp(-\alpha_1 R)/\alpha_1 R \text{ avec } \alpha_1 = [(2mB_1)/\hbar^2]^{1/2}$$

$$\text{et } F_{2p}(R) = [\exp(-\alpha_1 R)/\alpha_1 R] \times [\exp(-\alpha_2 R)/\alpha_2 R)]$$

$$\text{avec } \alpha_2 = [(2mB_2)/\hbar^2]^{1/2}$$

Les notations ayant été exposées plus haut.

La mise en évidence d'une énergie d'excitation optimale élevée (cas du Calcium pour la réaction (2p-γ)) implique que l'on se rapproche des conditions énergétiques d'évaporation du neutron le moins lié. Dans ces conditions, le processus de réaction (2p-n) devient compétitif et les deux types de réaction doivent être observés ensemble. C'est bien ce que l'on peut noter si l'on consulte les fonctions d'excitation des isotopes ^{211}At et ^{210}At produits par ^{40}Ca+Bi. (fig. n°20). Les seuils d'apparition de la croissance des sections efficaces sont confondus et la probabilité de formation de l'isotope ^{210}At devient rapidement prépondérante lorsque l'on augmente l'énergie. La comparaison avec un système voisin ^{40}Ar+Bi pour lequel $E^*OPT \simeq 0$ nous montre que dans ce cas (fig. n°18) la section efficace de ^{210}At croît plus lentement avec l'énergie et n'atteint son palier de saturation qu'environ 15 MeV après celui de ^{211}At.

5. Variation de la probabilité de transfert en fonction du moment angulaire de la voie d'entrée - Application aux distributions angulaires.

L'évolution de la probabilité de transfert en fonction du moment angulaire de la voie d'entrée peut être déduite de la formulation précédente, à condition d'introduire successivement dans le calcul les différentes ondes partielles considérées. Pour une énergie incidente $\bar{E}$,la probabilité de transfert décroît continuement quand on augmente le moment angulaire l (ce qui s'accompagne d'une croissance simultanée de la distance minimale d'approche). Cette évolution reflète la variation du facteur de forme qui intervient au carré dans l'expression de la probabilité. Comme nous l'avons déjà souligné au chapitre IV, la décroissance exponentielle observée ne rend pas compte des voies fortement inélastiques qui s'ouvrent pour les faibles valeurs de l. Sous cette forme, le calcul nous permet cependant de préciser la valeur limite supérieure de la distribution des l en voie d'entrée, que nous noterons L_{MAX}.

L'évaluation de la section efficace différentielle sera approchée de façon semi-classique en pondérant la section efficace de diffusion élastique dans la voie d'entrée par la probabilité de transfert à chaque angle :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{(\bar{\theta})} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} \times \omega_{(\bar{\theta})}$$

Pour les grandes distances d'approche (énergies incidentes faibles) le champ coulombien domine l'interaction et l'on peut utiliser la section efficace de diffusion Rutherford :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{el} \simeq \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth.} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{16.\bar{E}^2} \left(\sin\frac{\bar{\theta}}{2}\right)^{-4}$$

Le calcul est effectué pour chaque valeur de l que l'on associe à un angle de diffusion θ par la relation $l = \eta_i \cot g \frac{\theta}{2}$.

Pour les distances d'approche plus faibles (énergies proches de la barrière) on doit inclure un terme nucléaire dans l'expression du potentiel d'interaction. La correspondance l-θ se fait à partir de la fonction de déflexion de la voie d'entrée (relation (6) du chapitre IV). De plus, un facteur qui rend compte de l'absorption des ondes correspondant aux faibles valeurs de moment angulaire doit venir corri-

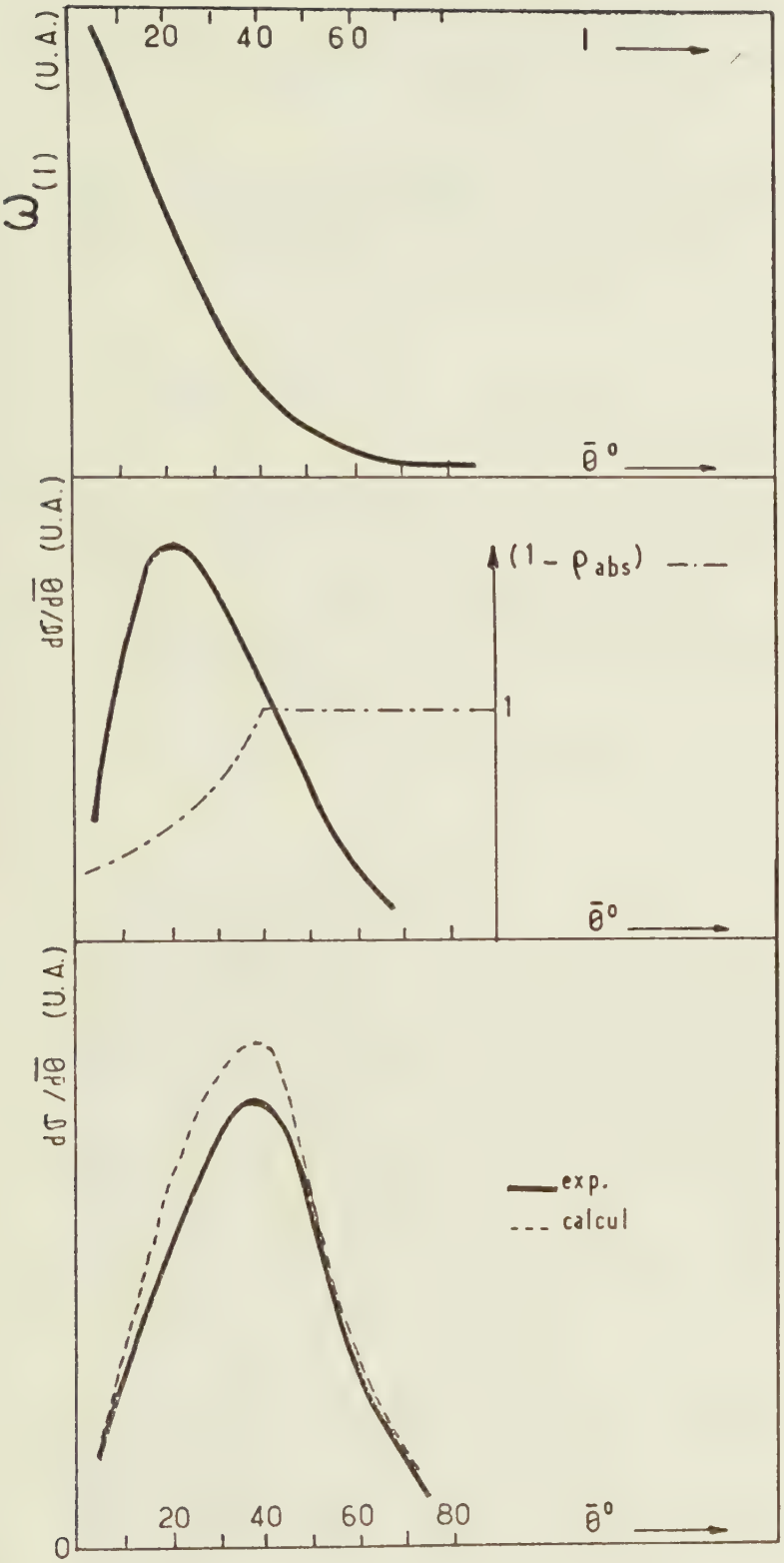


Fig. 70 : Probabilité de transfert en fonction de l ; et comparaison des distributions angulaires calculées et expérimentales pour le système ^{40}Ca + Bi (cf texte).

ger l'expression de la diffusion élastique (OER73) soit :

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_1 = (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{el.} \times \omega(1) \times (1-P_{abs}(1))$$

dans le cas de la diffusion élastique avec absorption $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{Ruth}}(\theta) = 1-P_{abs}(\theta)$

La probabilité d'absorption Pabs(R) peut être paramétrisée selon les prescriptions de Christensen et al (CHR73) par :

$$P_{abs}(R) = \begin{cases} 0 & \text{pour } R \geq Ro \\ 1-\exp(\frac{R-Ro}{\Delta}) & \text{pour } R < Ro \end{cases}$$

Ro est défini par $ro(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$, le paramètre ro étantchoisi d'après le tableau 10. Selon ces auteurs, le paramètre Δ doit être pris égal à 0,75d ; d étant la diffusité nucléaire. Dans notre cas, cela conduit à adopter Δ=0,45 Fm. Nous avons effectué la comparaison d'un résultat expérimental de distribution angulaire C.M avec le calcul pour le système ^{40}Ca+Bi à l'énergie de 182MeV (CM) soit 0,96B. Le calcul a été réalisé pour une énergie d'excitation en voie de sortie égale à 8MeV ce qui correspond aux conditions optimales pour le transfert (2p-γ) considéré.

La distribution angulaire $d\sigma/d\bar{\theta} = F(\bar{\theta})$ a été déterminée à partir de la relation :

$$d\sigma/d\bar{\theta} = \pi\lambda^2(2l+1)dl/d\bar{\theta}.\omega(l)[1-Pabs(R)] \qquad (14)$$

Les correspondances l, R et $\bar{\theta}$ ainsi que la dérivée $dl/d\bar{\theta}$ sont obtenues à partir de la fonction de déflexion et de la courbe R(l) données au chapitre précédent pour le système Ca+Bi dans la voie d'entrée (fig.49). Les résultats sont présentés sur la figure n° 70 . Le premier graphique indique la variation de la probabilité de transfert en fonction de l (échelle du haut) ou de $\bar{\theta}$ (échelle du bas). Le deuxième graphique présente la distribution $d\sigma/d\bar{\theta}$ obtenue pour un facteur d'absorption nul. On peut remarquer que le simple fait de multiplier la probabilité de transfert par le facteur géométrique $\pi\lambda^2(2l+1)$ fait apparaître un maximum dans la distribution calculée. Sur ce même graphique, est figurée l'évolution du terme d'absorption qui sera utilisé pour reproduire la distribution finale présentée sur la 3ème partie de la figure en comparaison avec la courbe expérimentale. La courbe calculée a été normalisée sur le point expérimental correspondant à $\bar{\theta}$ = 50°. Le coefficient d'absorption a été calculé avec ro = 1,44Fm. Cette valeur est en bon accord avec les distances d'approches optimales évaluées au chapitre précédent pour un projectile voisin, ^{40}Ar. On constate sur la figure que l'accord entre les courbes expérimentale et calculée est très bon sur tout le domaine d'angles. En particulier, il est excellent pour les grandes valeurs de $\bar{\theta}$ pour lesquelles l'absorption ne joue aucun rôle. La comparaison des distributions obtenues avec et sans ce terme d'absorption montre, en outre, que l'introduction de ce terme est nécessaire pour reproduire convenablement la position du maximum, même à cette énergie inférieure à la barrière (0,96B).

Le terme d'absorption jouant un rôle de plus en plus grand lorsque l'énergie incidente augmente, il est probable que la pente des fonctions d'excitation calculées plus haut en le négligeant est surestimée, aux énergies proches de la barrière.

Notons enfin que l'utilisation d'une fonction de déflexion purement coulombienne pour l'évaluation de l'expression (14) n'introduit qu'un déplacement minime (quelques degrés) du maximum de la distribution angulaire calculée.

Tableau n°12

Ion incident énergie (MeV) C.M.		transfert	L_M	$\bar{\theta}_M$ (d°)	Lmax	Lmax-L_M	ro_M
N	52	p - γ	11	28	38	27	1,96
		2p - γ	6	18	21	15	1,94
O	59	p - γ	11	25	37	26	1,94
		2p - γ	7	16	18	11	1,93
F	66	p - γ	18	34	58	30	1,94
		2p - γ	9	18	30	21	1,90
Ar	127	p - γ	27	26	99	72	1,83
		2p - γ	20	19	66	46	1,82
Ca	142	p - γ	33	29	98	65	1,83
		2p - γ	22	20	47	25	1,81
Fe	181	p - γ	45	30	98	53	1,79
		2p - γ	38	26	98	60	1,78
Cu	200	p - γ	51	30	149	98	1,78
		2p - γ	36	22	110	74	1,75

Valeurs calculées à 0,75B des paramètres L_M, L_{MAX}, $\bar{\theta}_M$ et r_{oM} relatifs aux distributions de probabilité en fonction de l. (voir commentaires dans le texte).

Le tableau 12 présente, pour tous les ions utilisés, et pour des énergies incidentes égales à 0,75B, deux valeurs de moments angulaires caractéristiques : L_M et L_{MAX}. La valeur L_M est celle qui correspond au maximum de la distribution angulaire calculée sans terme d'absorption, la valeur L_{MAX} correspond à la limite supérieure de la fenêtre en l. Cette dernière valeur est choisie telle que la section efficace calculée pour cette onde partielle est inférieure ou égale au millième de la section efficace intégrée sur tous les autres moments angulaires. Nous avons également reporté dans ce tableau les valeurs $\bar{\theta}_M$ déduites de L_M à partir des fonctions de déflexion dans la voie d'entrée. En raison de la faible contribution de l'absorption pour ces faibles énergies incidentes, ces valeurs doivent être proches des maxima des distributions angulaires $d\sigma/d\bar{\theta} = F(\bar{\theta})$.

Il est important de remarquer en premier lieu, que bien que les énergies incidentes soient nettement inférieures à la barrière, les valeurs de L_{MAX} et L_M ainsi que les angles correspondants $\bar{\theta}_M$, sont loin d'être négligeables. Par conséquent, l'approximation qui consiste à supposer l=0 donc $\bar{\theta}$ = 0 pour les réactions sous-coulombiennes se révèle être peu exacte. On voit par exemple que pour les systèmes Fe+Bi et Cu+Bi, la valeur L_M est de l'ordre de 40ħ pour une énergie incidente de 0,75B, et que pour tous les ions, le maximum des distributions angulaires des réactions (2p-γ) est situé aux alentours de 20° (C.M) soit environ

10° (L).

La lecture de ce tableau appelle deux autres remarques :

- On constate tout d'abord que pour une réaction donnée, les valeurs des moments angulaires L_M et L_{MAX} augmentent régulièrement lorsque la masse incidente augmente. Cet accroissement est tèl que les angles $\bar{\theta}_{CM}$ ne varient pratiquement pas d'un projectile à l'autre.

- Par contre, une différence de 10° apparaît si on compare les angles $\bar{\theta}_M$ correspondant aux réactions de transfert (p-γ) et aux réactions (2p-γ). Pour les premières, l'angle moyen de déviation est de 29 ± 4°, pour les secondes, cet angle passe à 19 ± 3°. Cette différence est à rapprocher des remarques du paragraphe précédent concernant la différence observée pour les pentes des fonctions d'excitation relatives aux mêmes mécanismes. La décroissance plus abrupte du facteur de forme de la réaction (2p-γ) éteint rapidement la contribution des moments angulaires élevés et la réaction reste localisée aux faibles angles. La largeur de la fenêtre de moment angulaire, refletée dans notre cas par la différence (L_{MAX}-L_M) (cf colonne 5 du tableau), confirme cette interprétation. Le nombre de valeurs de l concernées par le transfert(2p-γ) est plus restreint que celui de la réaction (p-γ) pour la même énergie. La dernière colonne du tableau donne les valeurs de r_{oM} correspondant à L_M, pour chaque réaction et pour chaque projectile. On voit que ces valeurs sont élevées (ce qui justifie l'approximation consistant à négliger l'absorption), qu'elles diminuent régulièrement de l'Azote au Cuivre et que des valeurs légèrement plus faibles sont obtenues pour les transferts (2p-γ) pour un projectile donné. Ces évolutions sont en bon accord avec les remarques précédemment faites (cf. ci-dessus et chapitre IV).

6. Calcul de la chaleur de réaction optimale (QOPT) et applications

L'expression de la probabilité de transfert peut se scinder en deux parties qui, nous l'avons vu, reflètent les contributions spatiales et énergétiques du transfert. Cette dernière contient implicitement les données nécessaires au calcul de la chaleur de réaction optimale pour la réaction considérée (CUGOO).

Par définition, la chaleur de réaction optimale d'une réaction correspond à l'établissement du bilan d'énergie cinétique du système avant et après transfert qui conduit au maximum de probabilité de la réaction étudiée. L'existence de cette valeur optimale Q_{OPT}, traduit la dépendence énergétique étroite de la probabilité de transfert. Dès que l'on s'en éloigne de quelques MeV, la section efficace de transfert décroît rapidement de plusieurs ordres de grandeur. Le calcul de la perte d'énergie cinétique optimale peut s'effectuer selon deux approches :

. Par un calcul classique où les valeurs des énergies cinétiques dans les voies d'entrée et de sortie sont déduites d'éléments purement classiques (conservation de l'énergie, de la vitesse, raccordement classique des trajectoires (SIE71, BRI72, WIL73, ou ci-dessus chap.IV).

Par un calcul quantique de type D.W.B.A. (BUT71, TOE72, SWI74) ou semi-classique S.C.T.T. (semi classical transfer théory) (ALD71, BRO72, KLE73) qui permet de retrouver la valeur du Q_{OPT} à partir des conditions d'harmonisation optimale des fonctions d'ondes initiales et finales.

Pour plus de détails, on peut consulter les articles de synthèse regroupant ces différentes approches (OER72, ANA73, REH73, FLE74, MER75). Dans notre cas, les conditions énergétiques de transfert seront les plus favorables au voisinage du premier maximum de la fonction d'Airy correspondant au recouvrement optimum des fonctions d'onde radiales entrée-sortie. L'argument de la fonction pour ce maximum est dans tous les cas égal à -1,018. En égalant l'expression de cet argument (qui contient la dépendance en Q de la réaction) avec cette valeur, on en déduit la valeur optimale du Q de réaction :

On obtient :

$$Q_{OPT} = -(\bar{E}-V_F) - K \qquad (15)$$

avec $K = -1{,}018 F_f \hbar^{2/3} \left[\frac{\mu_f F_f - \mu_i F_i}{2\mu_i\mu_f F_i F_f}\right]^{1/3}$

Soit puisque dans ce cas $\bar{E} = V_i$

$$Q_{OPT} = (V_F - V_i) - K$$

Cette expression contient les termes de recul déterminés précédemment avec éventuellement un potentiel d'interaction nucléaire et centrifuge.

Avec des potentiels coulombiens, on trouve :

$$Q_{OPT} = \left(\frac{Z_3Z_4}{Z_1Z_2} - 1\right)\bar{E} + \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} - 1\right)\frac{Z_3Z_4}{Z_1Z_2}\bar{E} - K \qquad (16)$$

ξ_1 et ξ_2 étant les termes de reculs définis plus haut.

On retrouve dans le premier terme l'expression classique du Q_{OPT} déterminée par Buttle et Goldfarb (BUT71), le deuxième terme introduit la correction de recul, le troisième la dépendance quantique de la réaction. On dérive ainsi du calcul, sous une forme particulièrement transparente, un ensemble de corrections qui font habituellement l'objet d'une paramétrisation extérieure appliquée à la forme classique : termes de reculs (SCH73, CAS73, SOU74) ou termes quantiques (SWI74). De plus, cette expression renferme implicitement la dépendance angulaire du Q_{OPT} (SILOO, CUGOO). Il suffit pour cela d'effectuer le calcul pour les différentes valeurs de moments angulaires introduites dans l'expression du potentiel centrifuge. L'accord avec l'expérience se révèle alors excellent (SILOO).

La figure 71 présente un exemple de l'évolution avec l'énergie incidente du Q_{OPT} de la réaction (p-γ) induite par ^{16}O + Bi. La courbe (1) correspond à l'évolution prévue par la formule classique (premier terme de l'expression (16)). La courbe (2) introduit la correction quantique (terme 3) ; la courbe (3) ajoute au résultat précédent les corrections de recul (terme 2). Enfin, la courbe (4) est calculée en tenant compte du potentiel nucléaire. Si l'on effectue la comparaison de ces diverses courbes à $\bar{E}$ = 70MeV, on constate que les ordres de grandeur des corrections sont d'environ 1,7 MeV pour la correction quantique entre (1) et (2) et 0,6MeV pour les corrections

quantiques et de recul (courbes (1) et (3)). Ces deux valeurs jouant globalement dans le sens d'une diminution de la valeur absolue du Q optimum.

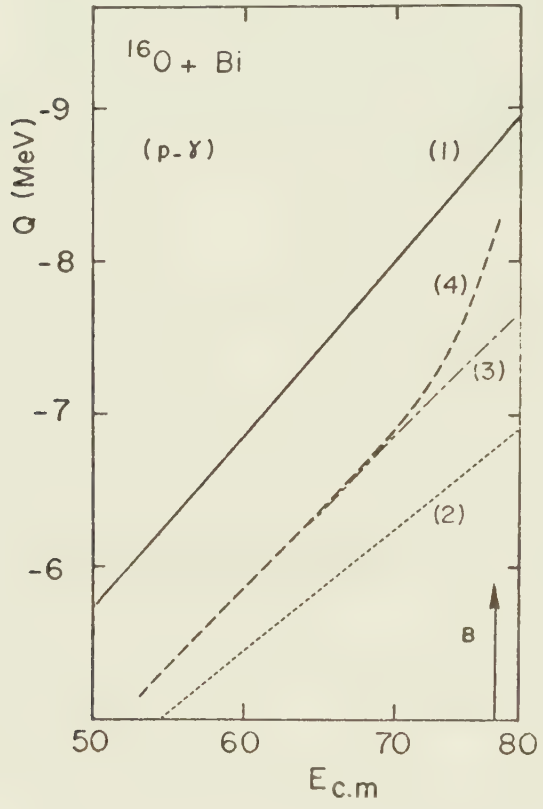


Fig. 71 : Variation du Q_{OPT} avec l'énergie incidente. Calcul effectué pour le système ^{16}O+Bi. Les courbes (1)(2)(3) et (4) sont définies dans le texte.

Si l'on compare, toujours à $\bar{E}$ = 70 MeV, la valeur obtenue sur la courbe (3) ou toutes les corrections sont faites, avec la détermination expérimentale de Q_{OPT} mesurée par Von Oertzen (OER72) pour le même système soit -9MeV, on trouve un écart de 2MeV avec notre valeur calculée (-7MeV). Ceci peut s'interpréter par l'introduction du terme quantique dont l'importance est primordiale et aussi probablement par une évaluation incomplète de l'effet de recul qui doit s'accompagner d'un changement corrélé de moment angulaire.

L'introduction du potentiel nucléaire (dans ce cas particulier, nous avons utilisé un puits de Wood Saxon : $V_N = - Vo/(1+\exp\frac{R-RT}{d})$ avec $R_T = r_o (M_1^{1/3} + M_2^{1/3})$ pour lequel les paramètres adoptés correspondent à des valeurs moyennes généralement utilisées pour ce système (SIL74) soit Vo = -50MeV, ro=1,22Fm et d=0,6fm) a pour effet de redresser la courbe vers les grandes valeurs absolues pour les énergies proches de la barrière, figurée par la flèche verticale.

Application du calcul des chaleurs de réaction optimales à la détermination des seuils énergétiques de transfert.

Le calcul des chaleurs de réaction optimales et surtout leur évolution avec l'énergie incidente vont nous permettre de présenter de façon différente et de visualiser directement les conditions énergétiques que nous avions établies au début de ce chapitre à partir des croisements des courbes d'énergie potentielle .

Le principe de la présentation est le suivant : on reporte sur un graphique, en fonction de l'ion incident, la droite représentant l'énergie d'excitation optimale de chaque système étudié, qui a été définie plus haut par la relation :

$$E^*_{OPT} = Q_{gg} - Q_{OPT}$$

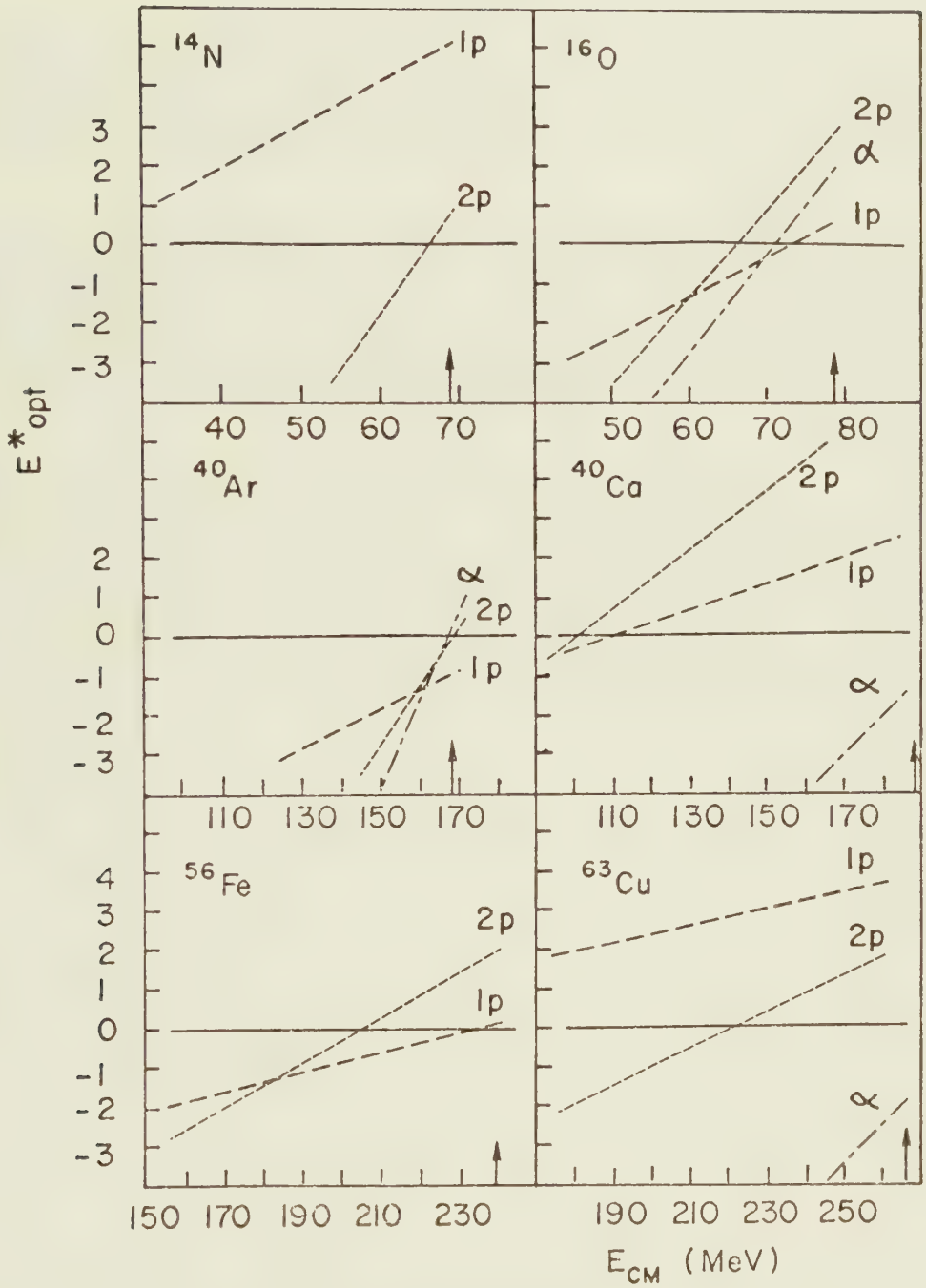


Fig. 72 : $E^*_{OPT} = f(\bar{E})$ pour différents systèmes. L'interaction avec l'horizontale $E^*=0$ détermine le seuil énergétique de la réaction.

La réaction n'est énergétiquement favorisée que si E^*_{OPT} est supérieure à zéro. L'intersection de la droite $E^*_{OPT} = F(\bar{E})$ avec l'horizontale $E^* = 0$ détermine donc le seuil énergétique pour la réaction considérée. La figure n°72 regroupe ce type de présentation pour quelques uns de nos systèmes. On retrouve ainsi les conclusions énoncées au début de ce chapitre.

. Lorsque le seuil énergétique est situé aux énergies très faibles (par exemple pour la réaction (2p-γ) induite par ^{40}Ca, la réaction (p-γ) induite par ^{63}Cu) le seul facteur limitatif du transfert reste la distance minimale d'approche. Un tel effet aboutit donc à l'observation de sections efficaces de transfert élevées pour des énergies inférieures à la barrière.

. Inversement, lorsque le seuil énergétique se situe au voisinage de la barrière d'interaction, c'est lui qui détermine les conditions du transfert, et dans ce cas on observe expérimentalement une valeur de seuil de transfert peu différente de ce seuil énergétique (par exemple dans le cas du système ^{16}O+Bi les seuils énergétiques des deux réactions (p-γ) et (2p-γ) sont respectivement de l'ordre de $\bar{E}$ = 71MeV et 66MeV alors que les seuils expérimentaux sont situés vers $\bar{E}$ = 72MeV et 66 MeV (fig. 15)).

L'intérêt d'une telle présentation est son aptitude à prévoir l'évolution d'autres types de transfert. C'est ainsi que nous avons reporté sur les mêmes graphiques les courbes d'énergies d'excitation optimales escomptées pour la réaction de transfert (α-2n). Ceci permet de confirmer notre analyse de voies de réactions pour les projectiles très lourds (Ca, Cu, Fe) pour lesquels on s'aperçoit que la réaction considérée est très défavorisée énergétiquement, ce qui confirme à postériori la présence des deux mécanismes invoqués (p-γ) et (2p-γ) pour les énergies seuils des fonctions d'excitation.

CONCLUSION

Au cours de ce travail, nous avons procédé à une étude expérimentale systématique des réactions de transfert quasi-élastique induites dans une cible de Bismuth par des projectiles complexes. Les résidus lourds émis par recul à l'issue de la réaction ont été recueillis selon des techniques de collection permettant la mesure des sections efficaces, des distributions angulaires et des énergies de recul à chaque angle. Les isotopes étudiés étaient identifiés hors ligne à partir de leur rayonnement radioactif. Pour les projectiles les plus légers, la mesure du parcours de recul à chaque angle a été possible grâce à la mise au point d'une technique consistant à déterminer la profondeur d'implantation d'après la perte d'énergie de la particule alpha issue de la désintégration radioactive du noyau étudié. La sensibilité de détection de certains isotopes (^{211}At) a permis d'atteindre des sections efficaces de l'ordre de 10^{-7}b. Pour chacun des systèmes étudiés, nous avons pu ainsi réunir un ensemble d'informations très complet.

Les fonctions d'excitation des réactions de transfert d'une charge (notées p-xn) et de deux charges (2p-xn) ont été mesurées pour l'ensemble des systèmes C, N, O, F, Ar, Ca, Fe, Cu et Kr + Bi (x variant de 0 à 5 suivant les ions). Les distributions angulaires dans le système du laboratoire ont été établies pour 6 de ces systèmes (C, N, O, F, Ar et Ca + Bi) pour des énergies incidentes proches de la barrière. Les mesures correspondantes de parcours à chaque angle associées à cet ensemble de résultats ont permis de transformer les distributions angulaires dans le système du centre de masse et de préciser par une étude cinématique et énergétique simple, ainsi qu'en utilisant des résultats obtenus sur des systèmes analogues, les voies de production les plus probables pour les isotopes observés. Aux énergies seuils, les seules voies de production aboutissant aux isotopes de Polonium 210 et d'Astate 211 (transfert de 1 et 2 charges) se sont révélées être les voies de transfert direct de un ou deux protons vers des niveaux faiblement excités (<8MeV). L'étude ultérieure de ces réactions a pu ainsi être réalisée en termes de mécanismes et non plus d'isotope observé. Au cours de l'analyse de ces voies de production, nous avons pu mettre en évidence une section efficace de transfert de 4 charges élevée dans le cas des ions incidents de Carbone (transfert de ^{8}Be ou de 2 particules α).

La description des caractéristiques de ces réactions en termes semi-classiques (rendue possible par les valeurs élevées du paramètre η) a permis de préciser certains paramètres liés à la notion de trajectoire. La distance minimale d'approche paramétrisée en fonction de $r_o(M_1^{1/3}+M_2^{1/3})$ a été déterminée sur la base d'une étude classique et par un calcul développé à partir d'une paramétrisation phénoménologique proposée par

Frahn et Venter. Une valeur moyenne de r_o égale à 1,55fm a pu être déduite de cette étude pour les projectiles légers à basse énergie et une valeur légèrement plus faible (1,45fm) pour les projectiles de masse 40. L'influence des divers facteurs intervenant dans le calcul a été discutée (termes nucléaires, énergie incidente...). Cette valeur optimale ainsi que les fenêtres de distance d'approche ou de moment angulaire issues de ce calcul ont été utilisées pour interpréter l'allure générale des fonctions d'excitation expérimentales. L'existence d'un plateau aux énergies incidentes élevées a pu être expliquée en supposant une probabilité de transfert indépendante de l'énergie incidente. Cette propriété parait liée au grand nombre de niveaux accessibles en voie de sortie, la fonction d'excitation observée étant la somme des fonctions d'excitation correspondant à chacun de ces niveaux, chacune d'entre elles passant par un maximum très plat pour une énergie incidente optimale.

L'influence de la nature du projectile sur la valeur des sections efficaces correspondant au plateau de fonction d'excitation a été étudiée et apparait différente suivant la réaction considérée : pour le transfert de une charge, cette valeur est indépendante du projectile ; pour le transfert de deux charges, un effet très net de la parité du numéro atomique Z de l'ion incident est observée du Carbone au Néon ; le transfert de ^{2} protons étant particulièrement favorisé pour les projectiles de Z pair. Cet effet a été attribué à la nature du projectile.

Enfin, la comparaison des valeurs d'angle correspondant aux maxima de nos distributions angulaires à celles de l'angle de diffusion "arc-en-ciel" (rainbow) calculé pour la voie d'entrée a permis de mettre en évidence la même loi d'évolution en fonction du rapport E/B de l'énergie incidente à la barrière calculée. Cette propriété a été utilisée pour reproduire l'allure de nos courbes de recul projeté en fonction de l'énergie incidente.

L'influence déterminante des caractéristiques énergétiques du système dans les voies d'entrée et de sortie a d'autre part, été soulignée dans ce travail. La comparaison entre les courbes de potentiel calculées pour le système en voie d'entrée (état fondamental) et celle du système final correspondant à un niveau d'énergie d'excitation donné (la chaleur de réaction étant incluse dans le calcul de l'énergie de la voie finale) a montré qu'il existait une corrélation étroite entre la position relative de ces courbes et la probabilité de transfert correspondante. Le maximum de probabilité est atteint lorsque ces courbes sont très proches, à fortiori lorsqu'elles présentent un point de croisement pour une valeur de distance d'approche voisine de la somme des rayons nucléaires. Cet effet a pu être relié à la notion de chaleur de réaction optimale.

A partir d'un modèle de calcul des probabilités de transfert applicable aux ions lourds à basse énergie, développé et appliqué ici pour la première fois, nous avons pu reproduire l'allure générale des fonctions d'excitation près du seuil, et des distributions angulaires. Sous la barrière, ce calcul fait clairement ressortir les diverses composantes de la réaction (énergétique et géométrique). Une application au calcul des chaleurs de réaction optimale a été présentée et utilisée pour la prévision des seuils énergétiques des réactions de transfert.

A P P E N D I C E

Tableaux des sections efficaces et des parcours projetés

Parcours de recul à chaque angle

---

tableau n° 13 — Ion incident CARBONE

	Sections efficaces (mb)					
E_{lab} (MeV)	^{211}At	^{210}At	^{209}At	^{210}Bi	^{210}Po	$^{210}Po^{*}$
88	43,4±9					
88	46 ±5	59,1±6.5	63±5			
87	49 ±10	48,4±9.7	71±11	0,8±0 6	108,5±40	54±20
85		61,6±6	76,5±6.5			
83,5	44 ±9					
82	47,3±9.5	36 ±7.2	188±38			
80,5	39 ±8					
79	46,5±9.3	38 ±7.6	222±35	1,5±0 7	77 ±30	33±13
78	39,2±8					
76,5	41,7±8.4	51 ±10	220±37			
76	40 ±4	47 1±5.2	221±12			
75,5	39,4±8					
74	42 ±8.4	89 ±18	137±18	< 1,3	107 ±40	< 20
73		96,2±11	149±11			
71	32,7±6.6	111 ±22	64±9.5			
68,5	26 ±5.2	103 ±20	5,2±0.9	< 1,3	122 ±45	
65,5	19,3±4	51,5±10	2,75±0.65			< 20
62,5	5,25±1	21 ±4				

$^{210}Po^{*}$ après soustraction ^{210}At + ^{210}Bi

tableau n° 14 — Ion Incident : AZOTE

	Sections efficaces (mb)			
Elab (MeV)	^{211}At	^{211}Rn	^{210}Bi	^{210}Po
159	11,4±1,3	13,9±2		80±7
143	12,2±1,4	18,3±2,7		62±6
129	13 ±1,5	14,9±2,2		72±6,5
115	10,35±1,2	18,3±2,7		62±5,7
98	11 ±1,2	18,6±2,7		52,3±5
97,5	11 ±1,7	21,6±3,4	8,7±2,6	51,7±12
94	9,97±1,6	15,8±2,5		57±12
91	9,53±1,5	10,7±1,7	8 ±2,4	47,4±11
87,5	7,73±1,23	7,88±1,26		49,5±11
84	5,45±0,9	9,46±1,5	3,6±1,8	39±8,5
81	3,12±0,5	6,27±1		37±7,8
77	1,15±0,18	1,31±0,2	<0,4	18±3,6
73	0,44±0,06	0,66±0,09		19±4
72,5	0,078±0,02	0,03±0,007		15±3
69,5	0,016±0,002	(4,6±0,6) $x10^{-3}$		6,16±1,3
69	$(4,4±1)x10^{-3}$			5,1±1
66	$(0,4±0,1)x10^{-3}$			1,6±0,33
65,5				0,6±1,2
61,5	$(0,1±0,1)x10^{-3}$			0,4±0,09

tableau n° 15 ion incident : OXYGENE

	sections efficaces (mb)				
$E_{(MeV)}$	^{211}At	^{210}At	^{210}Bi	^{210}Po	$^{210}Po^{*}$
99,5	33±4	22,6±2,2	<2,8		
94	34,5±3,5	18,2±1,6		69,2±14	51±10
88	24,3±3,1	6,8±0,88	<1,5	64 ±10	57±9
83	7,4±1	0,245±0,12	<0,5	31 ±9	31±9
82	6,3±1			0,05±0,005	0,05±0,005
77,5	0,1±0,015			$(8\pm1)\times10^{-3}$	$(8\pm1)\times10^{-3}$
77	0,05±0,01				
72	0,004±0,002				
67	0,0011±0,0005				
63,5	0,0005±0,00025				
62	0,00041±0,0002				
58	0,00027±0,00013				

$^{210}Po^{*}$ = ^{210}Po après soustraction ^{210}Bi + ^{210}At

Tableau n° 16 Ion incident : FLUOR

	Sections efficaces (mb)				Parcours projetés ($mgcm^{-2}Al$)	
ELab (MeV)	^{211}At	^{210}At	^{210}Po	$^{210}Po^{*}$	$R_{^{211}At}$	$R_{^{210}Po}$
109,5	19,15±3	4,23±0,2	76,6±2	72,4±2	0,478±0,020	0,466±0,018
104,5	15,5±1,7	2,89±0,2	70,7±4	68±4	0,726±0,03	0,693±0,027
99	5,03±0,4	0,51±0,15	32,3±3	31,8±3	0,74 ±0,03	0,7 ±0,021
94	2,54±0,34	0,16±0,13	26,5±4	26,3±4	0,934±0,037	0,909±0,036
91,5	1,88±0,26		31,3±1,5	31,3±1,5	0,936±0,037	0,916±0,037
89	0,392±0,04		14,7±1,5	14,7±1,5	0,953±0,038	0,971±0,039
87	0,22±0,046		15,7±1,6	15,7±1,6	0,977±0,039	1,02 ±0,04
83,7	0,0157±0,04		3,57±0,9	3,57±0,9	0,943±0,037	0,938±0,038
81,6	$(6\pm2)\times10^{-3}$		2,89±0,7	2,89±0,7		
78,7	$(1\pm0,5)\times10^{-3}$		1,65±0,40	1,65±0,40	1,02 ±0,04	
67,5			<0,06	<0,06		

tableau n° 17 — Ion incident : ARGON

	Sections efficaces (mb)								reculs projetés (mg/cm²Al)		
$E_{(MeV)}$	^{211}At	^{210}At	^{209}At	^{208}At	^{207}At	^{211}Rn	$^{210}Po+$	$\sigma^{210}Po^{*}$	$R_{^{211}At}$	$R_{^{211}Rn}$	$R_{^{210}Po}$
294,5	20,6 ±2,7	20,8 ± 4	26,5 ± 5	9,8 ±1,9	1,95 ±0,6				0,69 ±0,04		
286,5	21,9 ± 3	23,3 ±4,8	30,5 ±3,2	10,5 ±1,5	6,4 ±1,3	8,27 ±1,4	98,8 ±11,3	75,5 ±18	0,69 ±0,04	0,71 ±0,04	0,71 ±0,04
280	23,5 ± 3	23,4 ±4,7	27 ±5,4	8 ±1,6	3,6 ±1				0,79 ±0,04		
272	25,4 ±4,3	26,5 ±6	29,7 ±3,6	16 ±2		5,72 ±0,9	90,2 ±10,5	63,7 ± 16	0,8 ±0,04	0,83 ±0,04	0,84 ±0,04
265,5	24 ±3,1	20,3 ±4	23 ±4,6	7,1 ±1,4	2 ±0,6				0,91 ±0,045		
260,5	24 ±2,1					6,2 ±2			0,89 ±0,1	0,76 ±0,1	
249,5	27,5 ±3,6	25,3 ± 5	23,8 ±4,7	6,6 ±1,3	2,55 ±0,7				1,09 ±0,055		
241,5	23 ±2,5					3,9 ±0,9			1,07 ±0,1	1,09 ±0,1	
236,5	21,8 ±3	18 ±5	15,5 ±3,3	<5		3,92 ±0,6	74,7 ±8,8	56,6 ±17	1,3 ±0,07	1,24 ±0,07	1,48 ±0,07
233,5	22,5 ±2,2								1,32 ±0,1		
226	20,7 ±3,9								1,63 ±0,15		
223	16,6 ±2,1	11 ±2,2	6,7 ±1,3	1,55 ±0,3	<0,6				1,79 ±0,09		
221	21 ±2,2					3,5 ±0,6			1,5 ±0,15	1,34 ±0,2	
217,5	20 ±2,7	13,3 ± 4	12,4 ±2,5			1,2 ±0,25	54,9 ±6,6	41,6 ±13	1,87 ±0,1	1,96 ±0,1	2 ±0,1
215	17,5 ±1,5								1,95 ±0,1		
209,5	11,7 ±1,5	8,7 ±1,7	4,2 ±0,8		<0,8				2,28 ±0,12		
207,5	13,9 ±1,3								2,26 ±0,11		
206,5	14,7 ±2,5								2,15 ±0,2		
203	13,6 ±1								2,6 ±0,13		
202	15,6 ±1					1,03 ±0,17	41,5 ±8	45,5 ±12	2,14 ±0,11	2,27 ±0,11	
201,5	15,4 ±0,98	5,7 ±1,15					24,8 ±3,2	19,1 ±4,5	2,53 ±0,12		
193,5	7,47 ±0,7								2,87 ±0,15		
192	0,485 ±0,09								2,6 ±0,13		
191,5	0,58 ±0,09	1,7 ±0,4	<0,2			<0,04	2,28 ±0,34	0,58 ±0,16	2,82 ±0,15		2,84 ±0,15
191,5	1,77 ±0,6								3,1 ±0,16		
190	1,23 ±0,15						17,9 ±4,3	16,9 ± 7	2,78 ±0,14		
186,5	0,541 ±0,07								2,93 ±0,16		
184,5											
182,5	0,013 ±0,005								2,84 ±0,14		
181,5	0,13 ±0,03						1,9 ±0,7	1,8 ±0,13	2,94 ±0,15		

$^{210}Po^{*}$ = ^{210}Po après soustraction ^{210}At

tableau n° 18 — Ion incident : CALCIUM

	sections efficaces (mb)								Parcours projetés (mg/cm²Al)		
E (MeV)	^{211}At	^{210}At	^{209}At	^{208}At	^{207}At	^{211}Rn	^{210}Po	^{210}Po*	R ^{211}At	R ^{211}Rn	R ^{210}Po
275	13,8 ±1,5	31,5 ±3,1	49,4 ± 6	38 ±7	10,1 ±3,2	12,15 ±1,34	92,5 ±10	61 ±9	1,17 ±0,06	1,14 ±0,06	1,3 ±0,06
249	15,6 ±1,3	30,2 ±3	44,5 ±7	21 ±1	10,3 ±2,4	10 ±0,9	83 ±8	53 ±7	1,66 ±0,08	1,7 ±0,08	1,9 ±0,09
226,5	14,9 ±1	31,3 ±4	39 ±6,5	17,3 ±3,5	8,5 ±1,7	8,73 ±1	79 ±8	48 ±7	2,17 ±0,1	2,12 ±0,1	2,35 ±0,12
225,5	14,5 ±1,6	27,5 ±5,5	35 ±7	14,3 ±2,9	7,9 ±1,6	7,3 ±1,4	69,3 ±7	42 ±6	2,37 ±0,12	2,52 ±0,12	2,5 ±0,12
218	14,22 ±1,6	33 ±3,3	29 ±3,5			5,13 ±0,56	69 ±7	36 ±5	2,79 ±0,14	2,47 ±0,13	2,85 ±0,14
214	11,9 ±2,5					5,73 ±1,1	51 ±5	23 ±3	2,94 ±0,15	2,87 ±0,15	
213	7,6 ±1,2					2,18 ±0,5			3,04 ±0,15	2,95 ±0,15	2,93 ±0,15
211,5	3,03 ±0,3								2,98 ±0,15	2,97 ±0,15	
205	9,02 ±1,8	24,4 ±5	10,9 ±2,2			2,7 ±0,4	45,6 ±5	21 ±4	2,94 ±0,15	2,98 ±0,15	3,05 ±0,15
204,5	2,17 ±0,4					0,2 ±0,04			3,12 ±0,16		
204,5	1,15 ±0,26								2,91 ±0,14		
202,5	0,53 ±0,16								3,04 ±0,15		
202	1,29 ±0,2								2,94 ±0,15		
199,5	0,48 ±0,14	8,4 ±2,5	0,62 ±0,18	0,95 ±0,3					3,15 ±0,16		
198	0,17 ±0,5								3,06 ±0,15		
197	0,33 ±0,4								3 ±0,15		
196	1,06 ±0,1					<0,036	3,5 ±1	8 ±3	3,24 ±0,16		3,2 ±0,16
196	0,89 ±0,16						10,5 ±2	~10 ±2	3,17 ±0,16		2,93 ±0,15
195,5	1,45 ±0,24						10,8 ±2	~10 ±2	2,73 ±0,14		3 ±0,15
195,5	0,37 ±0,04								2,8 ±0,14		
193,5	0,1 ±0,04								2,7 ±0,14		
192,5	0,28 ±0,12								2,84 ±0,14		
189,5	0,044 ±0,023										
187	0,057 ±0,022						2,14 ±0,2	2,14 ±0,2	2,69 ±0,13		2,7 ±0,14
186,5	0,097 ±0,0015								2,85 ±0,14		3,1 ±0,16
180	<0,009						<1	<1	2,79 ±0,14		
1844	0,003 ±0,0015										
174	<0,0037										

^{210}Po* = ^{210}Po après soustraction ^{210}At

tableau n° 19 — Ion incident : FER

	sections efficaces (mb)							Parcours projetés mg/cm²Al		
$E_{(MeV)}$	^{211}At	^{210}At	^{209}At	^{208}At	^{211}Rn	^{210}Po	$^{210}Po^{*}$	$R_{^{211}At}$	$R_{^{211}Rn}$	$R_{^{210}Po}$
371	10,5 ±1,9	19,6 ± 5	25,4 ±7,8	5,3 ±1,4	7,9 ±1,5	86,3 ± 22	66,7 ± 20	1,22 ±0,07	1,34 ±0,07	
328	9,29 ±1,2	17,25 ± 2	31,4 ±4,7	16 ±2,6	5,65 ±0,7	60,4 ±10	43,2 ±13	2,8 ±0,14	2,79 ±0,14	2,73 ±0,14
317	9,1 ±1,2	15,8 ± 3	25,5 ±3,2	18,7 ± 3	4,94 ±0,64	60,7 ±10	45 ±13	3,08 ±0,15	2,96 ±0,15	2,93 ±0,15
308	9,26 ±1,2	16,5 ±3,3	27,6 ± 3		4,89 ±0,64	62,3 ±10	45,8 ±13	3,41 ±0,17	3,4 ±0,17	3,27 ±0,17
304	7,16 ± 1	7 ± 2	13 ±3,7	4,64 ± 2	4,4 ±0,6	37 ±18	30 ±15	3,55 ±0,17	3,46 ±0,17	
298	10,5 ±1,9	14,3 ± 3	17,5 ±3,9	13,8 ±3,5				3,82 ±0,19		
291	7,43 ± 1	9,6 ±1,2	12,1 ± 3		1,46 ±0,2	27,5 ±14	17,9 ± 9	3,87 ±0,19	4 ±0,2	
286,5	5,83 ±0,94	1,07 ±0,32	2,1 ± 1					4,18 ±0,21		
284,5	4,01 ±0,3					13,4 ± 5	12,4 ± 6	4,08 ±0,2		4,22 ±0,21
282,5	3,07 ±0,8					5,76 ± 3	4,8 ± 2,4	4,18 ±0,21		
280	1,19 ±0,3	1,2 ±0,3						4,13 ±0,2		
276	0,994 ±0,07					2,54 ±1,2	2,54 ±1,2	4,16 ±0,2		4,49 ±0,22
273,5	0,4 ±0,1							4,25 ±0,21		
266	0,094 ±0,03							4,1 ±0,2		
266	0,055 ±0,03					0,95 ±0,5	0,95 ±0,5	3,96 ±0,2		
263	0,013 ±0,006							4,29 ±0,21		

$^{210}Po^{*}$ = ^{210}Po après soustraction ^{210}At

tableau n° 20 — Ion incident : CUIVRE

	sections efficaces (mb)							Parcours projetés (mg/cm^2Al)		
$E_{(MeV)}$	^{211}At	^{210}At	^{209}At	^{208}At	^{211}Rn	^{210}Po	$^{210}Po^{*}$	$R_{^{211}At}$	$R_{^{211}Rn}$	$R_{^{210}Po}$
410,5	8,68 ±0,95	20,1 ±3,3	29,6 ±3,8	11,9 ± 2	7,32 ±0,8	72,7 ±14,5	52,6 ±10	1,64 ±0,08	1,64 ±0,08	2,4 ±0,12
377,5	10,4 ±0,75	17,9 ±2,3	31,6 ± 6	23,4 ± 7	5,88 ±0,43	72,3 ±14	54,4 ±10		3,6 ±0,18	2,9 ±0,14
355	9,7 ±0,7	17 ±2,5	22,7 ±3,6	16,8 ±4,4	6,5 ±1,3	52,2 ±10	35,2 ± 7	3,76 ±0,19		3,75 ±0,19
345	10,35 ± 1	13,6 ±1,9	22,2 ±4,5	10,8 ±1,4				4,03 ±0,2		
338	9,42 ±1,7				4,44 ±0,8			4,2 ±0,21	4,1 ±0,2	
336	7,89 ±0,8	9,14 ±1,7	10,8 ±1,4	4,12 ± 1				4,47 ±0,22		
328	5,95 ± 1	9,65 ±1,5	5,85 ±1,8	1,85 ±0,5				4,55 ±0,23		
324	9,28 ±2,7							4,63 ±0,23		
321	1,53 ±0,16				0,4 ±0,04	19,4 ±3,2	19,4 ±3,2	4,59 ±0,23	4,27 ±0,2	3,62 ±0,2
321	2,84 ±0,35					22,6 ±3,6	22,6 ±3,6	4,56 ±0,23		
317	3,88 ±0,7				0,685 ±0,12			4,5 ±0,22	4,7 ±0,24	
309	0,123 ±0,036					7,37 ±1,5	7,37 ±1,5	4,6 ±0,23		
309	1,28 ±0,26					9,62 ± 2	9,62 ± 2	4,94 ±0,25		
305	0,246 ±0,12							4,77 ±0,24		
301	0,0172 ±0,008					5,85 ±1,2	5,85 ±1,2	4,33 ±0,22		
295	0,029 ±0,01					1,95 ±0,4	1,95 ±0,4	4,98 ±0,25		
289,5						0,355 ±0,07	0,355 ±0,07			

$^{210}Po^{*}$ = ^{210}Po après soustraction ^{210}At

tableau n° 21 — Ion incident : KRYPTON

Sections efficaces (mb)				Parcours projetés ($mg\ cm^{-2}Al$)		
Elab (MeV)	^{211}At	^{211}Rn	^{210}Rn	$R_{^{211}At}$	$R_{^{211}Rn}$	$R_{^{210}Rn}$
490	15,7±2,7	5,2±0,8	9,75±2,9	4 ± 0,1	4,08±0,15	4,22±0,2
466	12,2±1,4	5,8±0,9	6,8 ± 2	4,7±0,15	4,75±0,25	4,8 ±0,1
442	5,6±1	0,7±0,6	1,16±0,36	5,7±0,15	5,8 ±0,2	5,4 ±0,1
432	2,8±0,5	<0,3		5,85±0,2		

Tableau n° 22

Ion incident	Energie (L)	Angle (L)	R_o	E_o	ρE
^{12}C	73	17,5	0,254	3,8±0,28	0,246
		25	0,240	3,8±0,28	0,250
		35	0,292	4,2±0,42	0,264
	77	5	0,160	2,3±0,23	0,339
		15	0,17	2,5±0,18	0,456
		25	0,20	3 ±0,24	0,444
		35	0,24	3,7±0,3	0,378
		45	0,21	3,2±0,27	0,419
	89	17,5	0,172	2,5±0,25	0,394
		25	0,185	2,6±0.25	0,434
		35	0,199	3 ±0,3	0,436
		45	0,197	3 ±0,3	0,408
		55	0,181	2,6±0,25	0,442
		65	0,127	2 ±0,17	0,461
		75	0,104	1,5±0,12	0,69
^{14}N	74	5	0,78	12,8±1,1	0,01
		15	0,78	12,8±1,1	0,01
		25	0,71	11,7±1	0,01
	99	17,5	0,34	5,2±0,45	0,236
		25	0,29	4,3±0,37	0,236
		35	0,325	5 ±0,43	0,374
		45	0,29	4,3±0,4	0,456
^{16}O	83	5	1,06	19,5±1,9	0,06
		15	1,05	19,4±2	0,09
		25	0,932	16 ±1,7	0,07
		35	0,832	14 ±1,4	0,153
	102	7,5	0,349	5,3±0,5	0,222
		17,5	0,415	6,2±0,6	0,572
		25	0,640	10,2±1	0,375
		35	0,573	9,4±0,8	0,22
		45	0,488	7,7±0,7	0,16
		55	0,417	6,7±0,6	0,21

tableau n° 23

Ion incident	Energie (L)(MeV)	Angle θ(L) d°	R_o mg/cm^2	E_o (MeV)	ρE
^{19}F	95	2,5	1,43	29,5±3	
		7,5	1,25	25 ±3	0
		12,5	1,26	25 ±3	
		17,5	1,20	23,5±2,5	"
		27,5	1,17	22,5±3	
		37,5	0,84	15 ±2	
		42,5	0,93	17 ±2	
	110	22,5	0,774	14 ±2,8	0,168
		27,5	0,89	16 ±3,2	0
		32,5	0,76	13 ±2,6	
		37,5	0,76	13 ±2,6	"
		42,5	0,71	12,5±2,5	
		47,5	0,58	10 ±2	
		52,5	0,56	9 ±1,8	
^{40}Ar	203	7,5°	3,4	108 ±14	
		15	3,1	95 ±12	
		25	2,93	86 ±11	0
		35	2,68	75 ±10	
		45	2,15	53 ±7	
	212	5	3,147	97,2±12	0,013
		15	2,87	83,5±10	0,102
		20	2,8	80,5±9	0,084
		25	2,63	72,7±14	0,114
		30	2,46	65,2±13	0,230
	275	45°	1,53	32,25±3,60	0,231
		55	1,55	32,75±4,20	0,179
		65	1,59	34,25±4,45	0,218
^{40}CA	217	2,5	3,38	110 ±10	
		7,5	3,08	94 ±10	
		12,5	2,95	87,5±8	
		17,5	2,92	86 ±10	
		22,5	2,95	87,5±10	0
		27,5	2,70	61 ±8	
		35	2,58	58 ±21	
		45	2,53	57 ±25	

BIBLIOGRAPHIE

ANA 73 N. ANANTARAMAN, K. KATORI, J.P. SCHIFFER
Conf. Argonne (1973)

ALD 71 K. ALDER, D. TRAUTMANN
Nucl. Phys. A178 (1971) 60

ALE 00 J.M. ALEXANDER non publié

ALE 61 J.M. ALEXANDER, L. WINSBERG
Phys. Rev. 121, 2 (1961) 529

BAR 70 P.H. BARKER, R. HUBER, K. KNOTH, U. MATTER, A. GOBBI
P. MARMIER
Nucl. Phys. A155 (1970) 401

BAS 63 R. BASILE, J.M. LAGRANGE
J. Phys. Rad. 69A (1963) 24

BEY 66 Y. LE BEYEC Thèse Orsay (1966)

BEY 72 Y. LE BEYEC, M. LEFORT, M. SARDA
Nucl. Phys. A192 (1972) 405

BIM 66 R. BIMBOT, Thèse Orsay (1966)

BIM 68 R. BIMBOT, M. LEFORT, A. SIMON
J. Phys. 29 (1968) 563

BIM 71 R. BIMBOT, D. GARDES, M.F. RIVET
Mesure de l'énergie des ions accélérés par le CEV RC 71-02

BIM 71 R. BIMBOT, D. GARDES, M.F. RIVET
Phys. Rev. C. 4, 6 (1971) 2180

BIM 72 R. BIMBOT, D. GARDES, M.F. RIVET
Nucl. Phys. A189 (1972) 193

BIM 73 R. BIMBOT, D. GARDES,
Nucl. Inst. and Meth. 109 (1973) 333

BIM 73 R. BIMBOT, M.F. RIVET
Phys. Rev. C8 (1973) 375

BIM 73 R. BIMBOT, C. DEPRUN, D. GARDES, Y. LE BEYEC
Revue de Physique appliquée 8(1973) 97

BOR 70 J. BORGGREEN, K. VALLI, E.K. HYDE
Phys. rev. C2 (1970) 1841

BOR 73 B. BORDERIE Thèse 3ème Cycle Orsay (1972)

BRE 52 G. BREIT, M.H. HULL Jr, R.L. GLUCKSTERN
Phys. Rev. 87 (1952) 74

BRE 56 G. BREIT, M.E. EBEL,
Phys. Rev. 103 (1956) 679
104 (1956) 1030

BRI 61 H.C. BRITT, A.R. QUINTON
Phys. Rev. 124,3 (1961) 877

BRI 72 D.M. BRINK
Phys. Lett.40B (1972) 37
et cours Orsay 1972

BRO 72 R.A. BROGLIA, A. WINTHER
Nucl. Phys. A182 (1972) 112
et Phys. reports 4 (1972) 153

BRU 68 K.A. BRUEKNER, J.R. BUCHLER, M. KELLY
Phys. Rev. 173 (1968) 944

BUT 66 P.J.A. BUTTLE, L.J.B. GOLDFARB
Nucl. Phys. 78 (1966) 409

BUT 68 P.J.A. BUTTLE, L.J.B. GOLDFARB
Nucl. Phys. A116 (1968) 461

BUT 71 P.J.A. BUTTLE, L.J.B. GOLDFARB
Nucl. Phys. A176 (1971) 299

CAB 71 A. CABRESPINE, M. LEFORT
Nucl. Inst. Meth. 97 (1971) 29

CAS 73 Y. CASSAGNOU, M. LAMEHI-RACHTI, C. LEVI, W. MITTIG
L. PAPINEAU
Conf. Argonne (1973)

CHR 73 P.R. CHRISTENSEN, V.I. MANKO, F.D. BECCHETTI
R.J. NICKLES
Nucl. Phys. A207 (1973) 33

CRO 64 P.D. CROFT PHD Thesis University of California UCRL 11 563

CRO 68 P.D. CROFT, K. STREET Jr
Phys. rev. 165, 4 (1968) 1375

CRO 68 P.D. CROFT, J.M. ALEXANDER
Phys. Rev. 165, 4 (1968) 1380

CUG OO J. CUGNON, D. GARDES, R. da SILVEIRA
résultats non publiés

CUG 76 J. CUGNON, R. da SILVEIRA, D. GARDES,
Communication conf. europ. CAEN (1976)

DAR 65 A. DAR
Phys. Rev. 139 (1965) 1193

DIA 68 R.M. DIAMOND, R.M. POSKANZER, A.M. STEPHENS
F.S. SWIATECKI, W.J. and WARD D.
Phys. Rev. Lett. 20 (1968) 802

DIE 73 K. DIETRICH dans "Heavy ion high-spin states and
Nuclear Structure" Vol. I TRIESTE 1973 p. 96

DEV 75 R.M. DEVRIES, M.R. CLOVER
Nucl. Phys. A243 (1975) 528

ERD 73 Von G. ERDTMANN, W. SOYKA
Die γ Linien der Radionuklide Band 1 (1973)

FLE OO A. FLEURY , Y. LLABADOR, F. HUBERT
Résultats non publiés

FLE 74 A. FLEURY, J.M. ALEXANDER
Ann. rev. of nucl. Science. 24 (1974) 279

FOR 59 K.W. FORD, J.A. WHEELER
Ann. of Phys. 7 (1959) 259 et 287

FOR 74 J.L.C. FORD, K.S. TOTH, G.R. SATCHLER, D.C. HENSLEY
L. W. OWEN, R.M. DEVRIES, R.M. GAEDKE, P.J. RILEY
S.T. THORNTON
Phys. Rev. c 10, 4 (1974) 1429

FRA 64 W.E. FRAHN, R.H. VENTER
Nucl. Phys. 59 (1964) 651

GAL 70 J. GALIN, D. GUERREAU, M. LEFORT, J. PETER, X. TARRAGO et R. BASILE Nucl. Phys. A159 (1970)461

GAL 71 J. GALIN Thèse doctorat d'Etat Université d'Orsay (1971)

GAL 74 J. GALIN, G. GUERREAU, M. LEFORT, X. TARRAGO Phys. Rev. C9 (1974) 1018

GAR 75 D. GARDES, R. BIMBOT, A. FLEURY, F. HUBERT, M.F. RIVET, Journal de Physique lettres 36 (1975) 59

GAT OO B. GATTY, Résultats non publiés

GAY 70 Rapport CEA R-40-60 (1970)

GOL 69 N.A. GOLOVKOV et al. J.I.N.R. DUBNA P6(1969)4452

GOU 70 R.A. GOUGH, Ph. D. Thesis Mc Master University (1970)

GRI 62 R.D. GRIFFIDEN, R.D. MAC FARLANE Bull Amer. Phys. Soc. 7, (1962) 541

GUE 68 S. GUETH et al. DUBNA P6(1968)4079

HAH 74 R.L. HAHN, P.F. DITTNER, K.S. TOTH, O.L. KELLER Phys. Rev. C 10, 5 (1974) 1889

HAU 73 O. HAUSSER, W. WITTHULN, T.K. ALEXANDER, A.B. Mc DONALD J.C.D. (MILTON) A.OLIN Phys. Rev. Lett. 31(1973)323

HOF 53 R.W. HOFF UCRL 2325 (1953)

HUB 73 F. HUBERT, Thèse doctorat d'Etat Université de Bordeaux I (1973)

HUB 74 F. HUBERT, H. DELAGRANGE, A. FLEURY, Nucl. Phys. A228 (1974) 415

INT 60 J.A. Mc INTYRE, T.L. WATTS, F.C. JOBES Phys. Rev. 119 (1960) 1331

JUN 60 B. JUNG, G. ANDERSON Nucl. Phys. 15(1960)108

KAL 63 B.N. KALINKIN, J. GRABOWSKI Proceedings of third conf. on react. between complex nuclei (1963)129

KAM 63 T. KAMMURI, R. NAKASIMA 3ème conf. between complex nuclei - ed. Ghiorso Université de Californie (1963)

KLE 73 M. KLEBER, R. BECK
Phys. Lett. 43B,2(1973)98

KNO 73 J. KNOLL, R. SCHAEFFER
Extended Seminar on Nuclear Physics
ICTP TRIESTE (1973)

KNO 74 J. KNOLL, R. SCHAEFFER
Phys. Lett. 52B (1974) 131
et cours Saclay

KUM 63 H. KUMPF, E.D. DONETZ
JETP 17(1963)539

LAN 66 L. LANDAU, E. LIFCHITZ
Mécanique quantique ed.MIR Moscou (1966)

LAN 76 Nuclear research group - Lanchow république de Chine
Juillet 1976

LED 67 C.M. LEDERER, J.M. HOLLANDER, I. PERLMAN
Tables of isotopes Wiley and sons ed. N.Y. (1967)

LEF 66 M. LEFORT, A. CABRESPINE,
Industries atomiques n° 11 (1966)

LEF 75 M. LEFORT Lecture VIIIe Masurien Summer School of
Nucl. Phys. Mikolajki (Pologne)
IPNO RC 7507

LEM 73 M.C. LEMAIRE, Physics Reports 7C(1973)279

MAI 72 J. MAISON Thèse 3è cycle Orsay (1972)

MAZ 73 MAZLOUM Thèse d'EtatOrsay (1973)

MER 75 M.C. MERMAZ Cours Saclay (1975)

MOM 55 E.F. MOMYER, E.K. HYDE
J. Inorg. Nucl. Chem. 1(1955)274

MOR 66 R.I. MORSE, I.L. PREISS
Phys. Lett. 20(1966)509
Phys. Rev. 156 (1966) 1332

MOR 72 G.C. MORRISON
J. de Phys. C5, 33 (1972) 111

MYE 65 W.D. MYERS, W.J. SWIATECKI
Nuclear Masses and deformations UCRL 11980 (1965)

NAI 73 K.G. NAIR Phys. Rev. C 8(1973)1129

NGO 75 C. NGO Thèse d'Etat ORSAY(1975)

NOM 73 T. NOMURA, K. HIRUTA, M. YOSMIE, O. HASHIMOTO
Proceedings of the Int. Conf. on Nucl. Phys.
Munich (1973) 545

NOM 73 T. NOMURA, K,HIRUTA, M. YOSHIE, O. HASHIMOTO
Phys. Rev. C9 (1974) 5791

NOR 60 L.C. NORTHCLIFFE Phys. Rev. 120 (1960) 1744

NOR 70 L.C. NORTHCLIFFE, R.F. SCHILLING,
Nuclear Data Tables A7 (1970) 233

OER 72 W. Von OERTZEN
Nuclear Spectroscopy - ed. J. CERNY Ch. IV C.2
New York Academic

OER 72 W. Von OERTZEN Conference Aix en Provence (1972
Journal de Physique C5 (1972) 53

OER 73 W. Von OERTZEN, H.G. BOHLEN, B. GEBAUDER,
Nucl. Phys. A207 (1973) 91
et contribution à la Conf. Argonne (1973) 669 et 675

OGA 70 Y.T. OGANESYAN, Y.E. PENIONZHKEVICH
Joint. Inst. For nucl. Research Dubna (1970) P7-5495

OLS 74 D.K. OLSEN, N.H. MERRILL, S.F. BIAGI, N.R. PHILLIPS,
A.R. BARNETT,
Nucl. Inst. and Methods 114(1974)615

PER62 I. PERLMAN, F. ASARO, A. GHIORSO, A. LARSH
R. LATIMER
Phys. rev. 127(1962)917

PET75 J. PETER, C. NGO, B. TAMAIN,
J. Phys. Lett. 36(1975)L23

PRE67 I.L. PREISS, RI. MORSE,
Phys. Rev. 156 (1967) 1332

REH67 K.A.REHM, W. HENNING, R. MULLER, M. RICHTER,
H.P. ROTHER, H. SCHALLER,
Phys. Lett. 46B (1973)353
et Thèse Université de Munich (1973)

REY 56 H.L. REYNOLDS, A. ZUCKER
Phys. Rev. 101 (1956) 166

RIV 71 M.F. RIVET Thèse 3ème cycle Orsay (1971)

ROY 73 ROYNETTE Thèsed'EtatORSAY (1973)

SIE 71 P.J. SIEMENS, J.P. BONDORF, D.H.E. GROSS, F. DICKMANN
Phys. Lett. 36B1 (1971)24

SCH 73 J.P. SCHIFFER, H.V. KORNER, R.H. SIEMSEN, K.W. JONES,
A. SCHWARSCHILD, Phys. Lett. 44B, 1(1973)47

SIL 00 R. Da SILVEIRA non publié

SIL 73 R. Da SILVEIRA Portugaliae physica 8(1973)217

SIL 74 R. Da SILVEIRA Phys. Lett. 50B,2(1974)237

SIL 75 R. Da SILVEIRA Théorie Semi Classique de la Diffusion
d'Ion Lourd - Cours université libre de Bruxelles - 1974-75

SIM 64 G.N. SIMONOFF et J.M. ALEXANDER
Phys. Rev. 133B(1964)104

SOU 74 SOUSBIE Thèse Université de Bordeaux (1974)

STR 67 P.M. STRUDLER, I.L. PREISS, R. WOLFGANG
Phys. Rev. 154 (1967) 1126

SWI 74 Z.E. SWITKOSWSKI, R.M. WIELAND, A. WINTHER
Phys. Rev. Lett. 33, 14 (1974) 840

TOE 72 C. TOEPFFER
Z. Physik 253 (1973) 78

TRA 70 D. TRAUTMANN, K. ALDER
Helv. Phys. Acta 43 (1970) 363

VAL 70 K. VALLI, E.K. HYDE, J. BORGGREEN
Phys. Rev. C1 (1970) 2115

VIJ 66 R.E. Van de VIJVER
Physica 29 (1963) 1

WIL 66 C.F. WILLIAMSON - J.P. BOUJOT - J. PICARD
Tables of range and stopping power of chemical Elements for charged particles of Energy 0.05 to 500 MeV
Rapport CEA R-3042 (1966)

WIL 72 R.A. WILLIAMS, Ph. D. Thesis
Carnegie-Mellon University (1972)

WIL 73 J. WILCZYNSKI Phys. Lett. 47B (1973) 484

WIL 73 J. WILCZYNSKI Phys. Lett. 47B2(1973)124

WIN 61 L. WINSBERG, J.M. ALEXANDER,
Phys. Rev. 121, 2 (1961) 518